



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física Gleb Wataghin

FERNANDO SARTORELI BORCSIK

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS CONDIÇÕES INICIAIS EM COLISÕES
NUCLEARES ULTRARRELATIVÍSTICAS

CAMPINAS
2018

FERNANDO SARTORELI BORCSIK

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS CONDIÇÕES INICIAIS EM COLISÕES
NUCLEARES ULTRARRELATIVÍSTICAS

*Dissertação apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
da Universidade Estadual de Campinas
como parte dos requisitos exigidos
para a obtenção do título de Mestre
em Física, na área de Física*

Orientador: Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À
VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO
DEFENDIDA PELO ALUNO FERNANDO
SARTORELI BORCSIK, E ORIENTADA
PELO PROF. DR. DAVID DOBRIGKEIT
CHINELLATO

CAMPINAS
2018

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): CNPq, 131958/2016-0

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

B644e Borcsik, Fernando Sartoreli, 1993-
Estudo da influência das condições iniciais em colisões nucleares ultrarrelativísticas / Fernando Sartoreli Borcsik. – Campinas, SP : [s.n.], 2018.

Orientador: David Dobrigkeit Chinellato.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Colisões entre íons pesados. 2. Glauber, Modelo de. 3. Grande Colisor de Hádrons (França e Suíça). 4. Fenomenologia de íons pesados. I. Chinellato, David Dobrigkeit, 1983-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Studying the influence of the initial conditions in ultrarelativistic nuclear collisions

Palavras-chave em inglês:

Heavy ion collisions

Glauber model

Large Hadron Collider (France and Switzerland)

Heavy ion phenomenology

Área de concentração: Física

Títuloção: Mestre em Física

Banca examinadora:

David Dobrigkeit Chinellato [Orientador]

Matthew William Luzum

Flávia Sobreira Sanchez

Data de defesa: 14-08-2018

Programa de Pós-Graduação: Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **FERNANDO SARTORELI BORCSIK – RA 164176** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 14 / 08 / 2018.

COMISSÃO JULGADORA:

- Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato – Orientador – IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Matthew William Luzum – IF/USP
- Profa. Dra. Flávia Sobreira Sanchez – IFGW/UNICAMP

OBS.: Informo que as assinaturas dos respectivos professores membros da banca constam na ata de defesa já juntada no processo vida acadêmica do aluno.

CAMPINAS
2018

“Homero compuso la Odisea; postulado un plazo infinito, con infinitas circunstancias y cambios, lo imposible es no componer, siquiera una vez, la Odisea. Nadie es alguien, un solo hombre inmortal es todos los hombres. Como Cornelio Agrippa, soy dios, soy héroe, soy filósofo, soy demonio y soy mundo, lo cual es una fatigosa manera de decir que no soy.”

Jorge Luis Borges - El inmortal.

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato, pela orientação, paciência, incentivo, inspiração, aprendizado, emails longos, listas de comentários extensas e discussões cheias de ideias que não só tornaram esse trabalho possível, mas também harmônico.

Agradeço ao Prof. Dr. Jun Takahashi e ao Prof. Dr. Giorgio Torrieri pelo acompanhamento que deram ao meu trabalho no grupo, e pelas lições e sugestões que engrandeceram minha formação ao longo do caminho.

Agradeço a todos os meus colegas e ex-colegas do grupo de pesquisa HadrEx, pelos papos diversos, dicas e experiências, sobretudo ao Dr. Rafael Derradi de Souza, sempre presente, paciente, interessado e solícito com nossas dúvidas e dificuldades.

Agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico CNPq pelo apoio financeiro.

Agradeço aos professores com quem tive contato durante o mestrado, seja nas disciplinas, seja no convívio do instituto, pela receptividade e por nos ensinarem sempre, direta e indiretamente. Agradeço especialmente ao Prof. Dr. Pedro de Holanda por ter participado da banca do meu Exame de Qualificação, ao Prof. Dr. Márcio Menon por ter participado da banca do meu Seminário de Pré-requisito, à Prof.^a Dr.^a Cristina Aguiar, por ter participado de ambas, todos contribuindo diretamente ao trabalho com seus comentários, observações, críticas e sugestões, e também à Prof.^a Dr.^a Flávia Sobreira Sanchez e ao Prof. Dr. Matthew William Luzum, por formarem a banca de minha defesa.

Agradeço a todos os funcionários do IFGW, em especial ao Armando e à Luciana, da secpos, sempre presentes e nos ajudando a resolver qualquer problema.

Agradeço aos meus colegas de convívio e de disciplinas do IFGW, pelo suporte, companheirismo, troca constante de resolução de exercícios, tardes longas na biblioteca, e por termos mantido a motivação até o fim (um salve aos Guerreiros de Quântica 2!).

Agradeço aos meus colegas de moradia, pelas noites de estudo, momentos de lazer, conversas profundas e papos absurdos, pelas aventuras no pensionato e fora dele, pela manutenção da sanidade, e pelas amizades que formamos. Um agradecimento especial à Dona Cleide, por ter cuidado bem de nós, moradores de seu pensionato, e por ter compartilhado de sua experiência conosco, muitas vezes de forma única.

Agradeço às grandes amizades que fiz durante a graduação e que se seguiram, pelos momentos memoráveis e por sempre acreditarem em mim. Agradeço especialmente à Daniele Marques e ao Eduardo Souza, amigos de coração, irmãos de famílias diferentes.

Agradeço a todos os meus familiares, tios, avós, primos, pelo carinho, amor, atenção, por sempre se mostrarem interessados no meu trabalho e me incentivarem muito, desde criança. Agradeço também a todos da minha nova família, meus sogros, meus novos tios, primos, avós, por sempre me receberem muito bem e por me apoiarem durante o mestrado todo.

Agradeço fundamentalmente à meus pais, Bianca Sartoreli Borcsik e Mile Krisztan Borcsik, à minha irmã, Amanda Sartoreli Borcsik, e à minha esposa Ana Carolina Araujo Vig. Não é possível simplesmente expressar em palavras o que fizeram e fazem por mim. À minha irmã, por ser minha companheirinha, parceira, e por me trazer sempre muita alegria. A meus pais, por se entregarem completa e absolutamente a me oferecer todo amor, incentivo, condição, suporte, compreensão, conselho, auxílio que fosse possível ou impossível, sem hesitar. À minha esposa, por tudo que disse até então e por muito mais, por ser minha motivação, minha inspiração, por ter me ensinado tanto sobre tanta coisa, por me mostrar que nem amor, nem aprendizado têm fim, e por me acompanhar nessa aventura. Sou o que sou hoje graças a eles.

Resumo

Neste trabalho foi estudado um modelo fenomenológico que pretende correlacionar as condições iniciais de um espalhamento nuclear com a multiplicidade de partículas produzidas. O modelo interpreta um espalhamento nuclear como uma sobreposição de espalhamentos núcleon-núcleon, usando como *input* valores reais de multiplicidade pp combinados com resultados de simulações geométricas Glauber Monte Carlo na caracterização das condições iniciais. Considerar simplesmente cada par de núcleons participantes como um sistema pp se mostrou incompatível na comparação da multiplicidade obtida com dados reais. Porém, incluindo-se a contribuição do número de colisões binárias entre núcleons na densidade da colisão, o modelo obteve valores de multiplicidade compatíveis com resultados experimentais. No sistema intermediário p - Pb 5.02 TeV não houve correlação significativa entre os valores obtidos pelo modelo e dados experimentais. Foi investigado também Xe - Xe em 5.44 TeV, um sistema estudado pela colaboração ALICE recentemente. Adicionalmente, é possível mostrar a partir do modelo que não há relação inequívoca entre definir-se centralidade via parâmetro de impacto, uma grandeza puramente geométrica, ou determiná-la via multiplicidade de partículas carregadas, uma grandeza que é de fato experimentalmente acessível. Na mesma energia (5.02 TeV), os intervalos de centralidade onde há equivalência entre suas duas determinações dentro de 5% foram 0-76% em Pb - Pb , 0-72% em Xe - Xe , 2-68% em Cu - Cu , 4-68% em Ca - Ca e 6-60% em O - O , indicando que o tamanho do sistema influencia os critérios a serem usados em sua análise.

Palavras-chave: Colisões de Íons Pesados; Modelo de Glauber; Large Hadron Collider; Fenomenologia de Íons Pesados.

Abstract

In this work a phenomenological model that intends to correlate the initial conditions of a an ultra-relativistic heavy-ion collision with its particle production multiplicity was studied. The model interprets a nuclear scattering as a superposition of nucleon-nucleon scatterings, using real pp multiplicity values as input, combined with Glauber Monte Carlo geometrical simulations results. The simple assumption that each pair of participating nucleons could be considered as a pp system was shown to be incompatible by comparing the multiplicity obtained with the model to real data. Nevertheless, once the influence of the number of binary collisions in the collision density is considered, the model obtained results comparable to real data. There was no expressive correlation between the multiplicity obtained with the model and experimental data in the intermediary system p - Pb 5.02 TeV. Xe - Xe 5.44 TeV, a system recently studied by the ALICE collaboration, was also investigated. Additionally, the model reveals that there is no unambiguous relation between defining centrality using the impact parameter, a purely geometrical quantity, and determining it using charged particle multiplicity, a quantity that is in fact experimentally accessible. At the same energy (5.02 TeV), the centrality ranges where both determinations are equivalent withing 5% were 0-76% in Pb - Pb , 0-72% in Xe - Xe , 2-68% in Cu - Cu , 4-68% in Ca - Ca and 6-60% in O - O , which indicates that the size of the system may influence the criteria to be used for analysis.

Key-words: Heavy-ion collisions; Glauber Model; Large Hadron Collider; Heavy-ion Phenomenology.

Lista de Figuras

1	1
1.1	Representação dos conjuntos de cores na formação de um singlete de cor (a), do conjunto de cores em um bárion (b) e em um méson (c).	19
1.2	Formação de um novo par quark anti-quark quando a energia potencial excede o valor necessário para sua formação.	20
1.3	Cálculos em QCD na rede de P/T^4 em função da temperatura. Resultados apontam uma transição de fase em temperaturas entre 150 <i>MeV</i> e 200 <i>MeV</i> . As diferentes curvas representam cálculos para 2 sabores de quarks com massas idênticas, 2+1 sabores com um deles com massa maior que os demais (simulando ou um quark <i>charm</i> ou <i>strange</i>), e 3 sabores com massas idênticas. As setas à direita indicam valores com pressões de Stefan-Boltzmann para cada escolha de sabores de quarks.	21
1.4	Variação no potencial efetivo quark-quark entre sistemas sem e com QGP. No estado de QGP, o potencial sentido por um par de quarks tem raio efetivo R_{eff} muito menor que o raio real R_{real} . O valor a_0 é o raio hadrônico médio, e vale $\approx 0.9fm$	21
1.5	Diagrama de fases da QCD.	22
1.6	Representação do sistema de coordenadas e componentes espaciais do quadrimento, na forma utilizada na descrição de eventos do ALICE.	23
2.1	Representação das etapas de uma colisão ultrarrelativística entre íons pesados.	26
2.2	(a) Núcleo representado como um conjunto de núcleons com posições em torno de seu centro; (b) Representação geométrica do parâmetro de impacto em colisões central e periférica, respectivamente.	27
2.3	(a) Representação esquemática de uma distribuição de multiplicidade de partículas carregadas e sua relação com grandezas geométricas iniciais. As divisões de porcentagens de área correspondem à determinação da centralidade; (b) Distribuição da multiplicidade de partículas carregadas, em unidades arbitrárias de detecção, em colisões <i>Pb-Pb</i> em 2.76 TeV. As divisões de porcentagens de área correspondem à determinação da centralidade. . .	28
2.4	Comparação entre seções de choque total entre núcleos σ^{AB} obtidas via Limite Óptico e GlauberMC, com mesmos parâmetros, em função da seção de choque inelástica entre núcleons σ_{NN}^{inel}	29

3.1	Progressão dos parâmetros de ρ para um núcleo de Urânio, aqui escolhido para ilustrar a influência de ω , já que é um dos poucos com $\omega \neq 0$. A função é expressa em unidades de ρ_0 , já que apenas a distribuição é relevante na montagem do núcleo. Valores padrão para U: $R = 6.188 fm$, $a = 0.54 fm$ e $\omega = 1.77$	31
3.2	Representação da distância máxima de interação determinada por σ_{NN}^{inel} , comparada com a distância xy entre núcleons de diferentes núcleos.	32
3.3	Distribuição de b obtida em 1000000 de colisões $Pb-Pb$ simuladas via GlauberMC. É possível perceber o comportamento linear esperado até $b = 13.24 fm$, o diâmetro do núcleo de Pb , indicado pela linha tracejada. Como visto na seção 3.2.1, a distribuição de núcleons possui uma difusividade ao redor do valor de seu raio, de forma que a queda na distribuição de b não seja abrupta. O gráfico apresenta valores para os quais houve interação entre os núcleos.	34
3.4	Representação da interseção entre núcleos, núcleons, e eixos que definem Ψ_{RP} e Ψ_{PP}	36
3.5	Distribuições de N_{part} e N_{coll} em função de b para duas diferentes energias.	37
3.6	Distribuição de multiplicidade de partículas carregadas, em unidades arbitrárias de detecção no detector de multiplicidade VZERO, em colisões $Pb-Pb$ em 2.76 TeV, e o ajuste linear aplicado pelo ALICE, descrito no texto.	38
3.7	Distribuição de probabilidade de multiplicidade de partículas carregadas em colisões pp em 2.76 TeV	39
3.8	Distribuição de multiplicidade N_{ch} versus parâmetro de impacto b obtida via simulações GlauberMC em um sistema $Pb-Pb$ a 5.02 TeV. É possível notar que em centralidades intermediárias há correlação entre os cortes, mas já é possível observar que nos extremos a correlação é mais fraca, sobretudo em colisões periféricas, região de maior estatística e com distribuição larga em b	40
4.1	Multiplicidade média em colisões pp em função da energia, junto com o ajuste. Dados dos experimentos ALICE, UA5 e PHOBOS. Os erros dos pontos são sistemáticos, sendo os estatísticos desprezíveis. As linhas tracejadas em torno do ajuste foram obtidas ajustando-se os dados com seus erros sistemáticos adicionados a seus valores (curva de cima) e subtraídos (curva de baixo).	43
4.2	Distribuições $P(N_{ch})_{pp}$ nas quatro diferentes energias estudadas, sendo apenas a de 2.76 TeV de dados reais, e as demais obtidas pelo método descrito no texto. Os erros expostos são formados apenas por $\delta_{P(N_{ch})dist}$. A distribuição de 2.76 TeV é a mesma da Figura 3.7.	45
4.3	Comparação direta entre distribuições $P(N_{ch})_{pp}$ em 900 GeV, a original e a obtida a partir de 2.76 TeV. A partir da razão entre ambas é possível notar que o método de escala a partir do ajuste de multiplicidade média obtém relações coerentes entre distribuições de diferentes energias. As incertezas são compostas apenas por $\delta_{P(N_{ch})dist}$	45
4.4	Seção de choque inelástica pp em função da energia no centro de momento \sqrt{s} . Dados experimentais de várias energias de colisores e raios cósmicos, de UA5, E710, CDF, ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, TOTEM e AUGER. Estão exibidos também ajustes em $\ln s$, $\ln^2 s$ e $\ln^n s$ aos dados.	46

4.5	Ajuste na distribuição de multiplicidade de <i>Au-Au</i> 200 GeV baseado no método empregado pelo ALICE.	47
4.6	Distribuição de N_{ch} obtida com o modelo proposto, descrito no texto. São exibidos em diferentes cores os cortes de centralidade efetuados na obtenção dos resultados.	49
4.7	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>Pb-Pb</i> 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	49
4.8	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>Au-Au</i> 200 GeV (a) e <i>Cu-Cu</i> 200 GeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	50
4.9	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>p-Pb</i> 5.02 TeV comparado com resultados do modelo (a) e <i>Xe-Xe</i> 5.44 TeV (b), para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	50
4.10	Distribuição de b obtida via GlauberMC. São exibidos em diferentes cores os cortes de centralidade efetuados na obtenção dos resultados, assim como na Figura 4.6.	51
4.11	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>Pb-Pb</i> 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em b . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	52
4.12	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>Au-Au</i> 200 GeV (a) e <i>Cu-Cu</i> 200 GeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em b . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	52
4.13	$\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões <i>p-Pb</i> 5.02 TeV comparado com resultados do modelo (a) e <i>Xe-Xe</i> 5.44 TeV (b), para centralidade definida por cortes em b . Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.	53
4.14	Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em <i>Pb-Pb</i> a 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b).	54
4.15	Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em <i>Au-Au</i> a 200 GeV (a) e <i>Cu-Cu</i> a 200 GeV (b).	54
4.16	Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em (a) <i>Xe-Xe</i> a 5.44 TeV e (b) <i>p-Pb</i> a 5.02 TeV. Diferente das razões anteriores, onde o desvio chega até 5% para mais e 30% para menos, em <i>p-Pb</i> a escala do gráfico é mais ampla, exibindo a diferença entre os cortes que domina todas as centralidades, chegando a quase 60% para mais e passando de 40% para menos.	55

4.17	Distribuições de $N_{ch} \times b$ para simulações GlauberMC em 5.02 TeV para $Pb-Pb$ fazendo uso da distribuição $N_{anc}/2$ (a) e $p-Pb$ fazendo uso de $N_{part}/2$ (a). Em $Pb-Pb$ percebe-se uma correlação forte entre N_{ch} e b , o que não se pode dizer de $p-Pb$, onde a distribuição é muito mais larga, apontando fraca correlação. Nota-se que em $p-Pb$ a escolha N_{coll} ou N_{part} não apresenta diferença significativa, pois nesse sistema $N_{part} = N_{coll} + 1$. Aqui N_{part} foi escolhido para seguir a maneira que o ALICE determina a centralidade em $p-Pb$	55
4.18	Valores de $\langle b \rangle$ em todos os setores de centralidade estudados, em $Pb-Pb$ (a) e $p-Pb$ (a), ambos a 5.02 TeV. As barras de erro representam o desvio padrão da distribuição de b após aplicarem-se os cortes de centralidade definida com N_{ch} . Percebe-se que na região periférica, apesar do valor médio de b ser ainda crescente, as incertezas se tornam significativas, principalmente em $p-Pb$, onde são significativamente maiores que a diferença entre pontos consecutivos.	56
4.19	Razão entre a multiplicidade obtida por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.	57
4.20	Razão entre a multiplicidade obtida por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$ em 5.02 TeV, 2.76 TeV, 900 GeV, 200 GeV e 62 GeV.	58
4.21	Razão entre $\langle N_{anc} \rangle$ obtido por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.	58
4.22	Razão entre $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{anc} \rangle$ obtido por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.	59
5.1	Estimativas obtidas pelo modelo proposto de $2 \langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ para diferentes sistemas, com centralidade definida por cortes em b . Está presente também o valor correspondente para colisão inelástica pp em 5.02 TeV, por efeito comparativo.	61
5.2	Estimativas obtidas pelo modelo proposto de $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ para diferentes sistemas, com centralidade definida por cortes em b . Está presente também o valor correspondente para pp , por efeito comparativo.	62
5.3	Valores de $2 \langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ de diversos sistemas, com destaque aos dados recentes de $Xe-Xe$	63

Lista de Tabelas

1.1	Partículas elementares do Modelo Padrão	18
1.2	Bósons vetoriais do Modelo Padrão	18
3.1	Parâmetros dos núcleos simulados neste trabalho pelo GlauberMC.	32
4.1	Valores dos ajustes aos dados expostos na Figura 4.1.	43
4.2	Valores dos ajustes aos dados expostos na Figura 4.4.	46
4.3	Valores de σ_{NN}^{inel} obtidos a partir do ajuste com $n = 2$ para as energias estudadas nesse trabalho. As incertezas foram obtidas a partir das incertezas nos parâmetros do ajuste (Tabela 4.2).	47
4.4	Configurações de <i>inputs</i> para o sistema 5.02 TeV.	48

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Sumário

1	Introdução	17
1.1	Modelo Padrão	17
1.1.1	Hádrons no Modelo Padrão	19
1.1.2	Confinamento de quarks e liberdade assintótica	20
1.2	Experimentos	22
1.2.1	Detecção em Aceleradores de Partículas	22
1.2.2	Variáveis Cinemáticas	23
2	Colisões Ultrarrelativísticas entre Íons Pesados	25
2.1	Etapas de uma Colisão	25
2.2	Condições Iniciais	26
2.3	Conexão entre Condições Iniciais e Variáveis Experimentais	27
2.4	Modelos de Glauber	27
3	Glauber Monte Carlo	30
3.1	Aplicação Prática	30
3.2	Descrição de uma Simulação GlauberMC	30
3.2.1	Caracterização de um Sistema	30
3.2.2	Rodando uma Simulação	32
3.2.3	Etapas da Simulação	33
3.3	Descrição de Sistemas com GlauberMC	37
3.3.1	Influência da Energia em Grandezas Estimadas	37
3.3.2	Extensões do Modelo	37
4	Resultados	42
4.1	Distribuições de multiplicidade em colisões pp	42
4.2	Seção de Choque	46
4.3	Número de Ancestrais N_{anc}	47
4.4	Sistemática em Simulações GlauberMC	48
4.5	Resultados de multiplicidade	48
4.6	Aplicabilidade do modelo	53

5	Conclusões e perspectivas	60
	Referências Bibliográficas	64

Capítulo 1

Introdução

Colisões ultrarrelativísticas envolvendo íons pesados, como espalhamentos $Pb-Pb$ ou $Xe-Xe$, são de enorme interesse hoje para a física de altas energias, pois o estudo de tais sistemas possibilita a investigação de indícios de um estado da matéria no qual há quarks e glúons desconfinados - o Plasma de Quarks e Glúons (QGP, do acrônimo em inglês *Quark-Gluon Plasma*) [1, 2]. Um dos indícios presentes é, por exemplo, o aumento na produção de estranheza em tais colisões [3, 4]. A descrição de colisões nucleares a partir de teorias fundamentais, como a Cromodinâmica Quântica, apresenta um nível de complexidade alto, e diferentes abordagens em diferentes faixas de momento trocado, e portanto seu estudo é frequentemente realizado fazendo uso de fenomenologia [5].

Sistemas menores, como por exemplo $p-Pb$ ou $d-Au$, são também de grande interesse atual. Por serem mais simples, podem ser descritos com o uso de Cromodinâmica Quântica Perturbativa em determinadas regiões de momento transversal, como visto em [6]. Além disso, representam uma oportunidade interessante para a área da íons pesados, já que podem auxiliar no esforço de conectar a física mais elementar de colisões pp à fenomenologia de íons pesados.

O estudo de tais sistemas é baseado no modelo estabelecido ao longo das últimas décadas que descreve as partículas elementares e suas interações, o chamado Modelo Padrão [7]. O desafio teórico na área de pesquisa de colisões de íons pesados é, portanto, correlacionar os efeitos observados experimentalmente com a descrição fundamental conhecida e mais aceita, e tentar prever efeitos mensuráveis ainda não verificados.

1.1 Modelo Padrão

O Modelo Padrão se divide em partículas elementares que compõem a matéria conhecida e interações fundamentais entre essas partículas. No modelo são descritas doze partículas elementares, todas férmions, classificadas em um número igual de quarks (possuem carga de cor) e léptons (não possuem carga de cor). Para cada uma delas há uma anti-partícula associada, que compartilha todas as características físicas como massa e spin, mas que possui carga invertida associada às interações fundamentais (elétrica, fraca, de cor).

As partículas elementares dividem-se também em 3 gerações, sendo que cada geração de léptons contém um lépton eletricamente carregado, de carga -1 , e seu neutrino associado de carga elétrica nula, e cada geração de quarks contém um quark de carga elétrica $+2/3$ (u, c, t) e outro de carga elétrica $-1/3$ (d, s, b) (Tabela 1.1). Entre quarks e léptons

carregados de diferentes gerações, há uma progressão de massa, sendo os de segunda geração mais massivos que os de primeira e os de terceira mais massivos que os de segunda. Portanto os quarks e léptons pertencentes às segunda e terceira gerações decaem em quarks e léptons da primeira e segunda, respectivamente. Neutrinos, por sua vez, não decaem de acordo com o Modelo Padrão, mas apresentam um fenômeno quântico chamado oscilação de sabor, como inicialmente previsto por Pontecorvo [8].

Tabela 1.1: Partículas elementares do Modelo Padrão

Léptons			Quarks		
I	II	III	I	II	III
elétron (e^-)	múon (μ^-)	tau (τ^-)	up (u)	charm (c)	top (t)
neutrino eletrônico (ν_e)	neutrino muônico (ν_μ)	neutrino tauônico (ν_τ)	down (d)	strange (s)	bottom (b)

As interações, por sua vez, são descritas como mediadas entre os férmions listados na Tabela 1.1 por bósons vetoriais carregadores de força. O Modelo Padrão descreve 3 das 4 interações fundamentais, sendo a gravidade a única não incluída. O desenvolvimento de cada uma das teorias dessas interações foi realizado na ordem em que aparecem na Tabela 1.2.

O Modelo Padrão é um modelo de muita relevância e aplicabilidade, tendo um histórico de sucesso, muitas vezes apresentando previsões posteriormente comprovadas experimentalmente. Um exemplo dos mais famosos é a comprovação experimental da existência do bóson de Higgs [9]. Ainda assim, há temas não resolvidos e em presente investigação, como a determinação da massa do neutrino [10].

Tabela 1.2: Bósons vetoriais do Modelo Padrão

	γ (fóton)	W^+, W^-, Z^0 (massivos)	g (8 glúons)
Interação	Eletromagnética	Eletrofraca	Forte
Teoria	Eletrodinâmica Quântica (QED)	Teoria Eletrofraca	Cromodinâmica Quântica (QCD)
Cargas	Elétrica	Elétrica e Fraca	Cor
Partículas	Léptons e Hádrons carregados e Quarks	Léptons, Quarks e Hádrons	Quarks e Glúons

1.1.1 Hádrons no Modelo Padrão

De acordo com o modelo padrão, as partículas observadas experimentalmente são léptons e hádrons, sendo estes últimos objetos compostos por quarks. A proposta de uma carga de cor como um número quântico extra aparece nesse contexto para explicar como é possível a existência de partículas como o $\Delta^{++}(uuu)$, formado por três quarks do mesmo sabor e mesmo spin, sem violar o Princípio da Exclusão de Pauli. A carga de cor é presente apenas nos quarks e glúons, e não nos léptons.

Os quarks podem possuir cor vermelha (r), verde (g) ou azul (b), e os anti-quarks as anti-cores correspondentes antivermelho (ciano, \bar{r}), antiverde (magenta, \bar{g}) e antiazul (amarelo, \bar{b}). Os glúons, por sua vez, possuem duas cargas, uma de cor e outra de anti-cor. A carga de cor não representa cor no sentido de emissão de radiação visível, nem alguma verificação sensorial, mas sim apenas um número quântico extra para manter-se a consistência da teoria.

Uma das características mais relevantes dos hádrons no modelo padrão é que qualquer partícula isolada possui carga de cor nula, isso é, quarks isolados não são observados e todo hádron é uma combinação de quarks cujas cargas de cor combinadas resultam em uma carga nula (Figura 1.1). As duas combinações mais simples são

- Bárions - do grego “βαρύς”, “pesado”, são formados por 3 quarks com estado de cor rgb . Anti-bárions, por sua vez, são formados por 3 anti-quarks com estado de cor $\bar{r}\bar{g}\bar{b}$. Os casos mais conhecidos são o próton (uud) e o nêutron (udd);
- Mésons - do grego “μέσος”, “meio”, são formados por um par quark e anti-quark. Para que mésons tenham carga de cor nula, a combinação se dá sempre com uma cor e sua anti-cor, por exemplo $b\bar{b}$.

Com exceção dos léptons, qualquer partícula conhecida é descrita como uma combinação de quarks em hádrons.

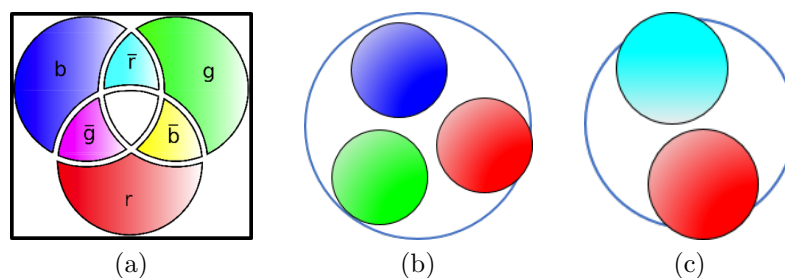


Figura 1.1: Representação dos conjuntos de cores na formação de um singlete de cor (a), do conjunto de cores em um bárion (b) e em um méson (c).

Uma diferença crucial em se tratando das interações fundamentais é que os glúons não só fazem o intermédio da força forte entre partículas que carregam carga de cor, mas também eles próprios carregam carga de cor, e consequentemente interagem também entre si. Isso não ocorre na QED, por exemplo, e portanto a interação forte não é intuitivamente comparável com a eletromagnética, pois uma das consequências da auto-interação dos glúons é o *aumento* da força atrativa entre quarks com sua distância de separação r , para valores grandes de r [11]. Dessa forma, o potencial efetivo entre dois quarks quaisquer

V_{eff} cresce monotonicamente com r após um certo valor de distância. Para um par quark anti-quark, por exemplo, o potencial é dado por

$$V_{eff} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad (1.1)$$

onde $\alpha_s(r)$ é a constante de acoplamento da interação forte, fator que indica o quão intensa é a interação forte entre dois quarks mediada por glúons.

1.1.2 Confinamento de quarks e liberdade assintótica

Para distâncias pequenas o potencial V_{eff} tem a forma de um potencial de Coulomb, e nesse regime chamado *liberdade assintótica* os quarks são praticamente livres. Porém, se a distância entre quarks aumenta, a interação entra num regime dominado por um potencial do tipo elástico, com valor que aumenta linearmente com a distância. Separar quarks então é como puxar duas extremidades de uma corda elástica, e se a corda não se rompe, seria necessário em teoria aplicar-se uma quantidade infinita de energia para que houvesse uma separação completa. Porém, no contexto da teoria quântica de campos, a corda pode de fato se romper - em altas energias, a energia disponível pelo par de quarks, ou seguindo o exemplo do potencial efetivo da equação 1.1, par quark q_1 anti-quark \bar{q}_2 pode exceder a quantia necessária para formar-se um novo par $q_3 \bar{q}_4$. Da formação desse novo par, a interação efetiva se quebra, pois q_1 não se vê mais preso a \bar{q}_2 , e no ponto de vista de separação de quarks o sistema retorna ao início, pois então q_1 se associa com \bar{q}_4 e \bar{q}_2 com q_3 . Ou seja, a teoria indica que é impossível observarem-se quarks livres, pois eles sempre se apresentam *confinados* em hádrons.

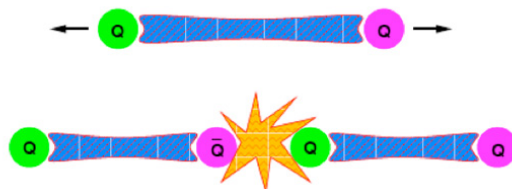


Figura 1.2: Formação de um novo par quark anti-quark quando a energia potencial excede o valor necessário para sua formação.

Apesar do confinamento de cor previsto pela teoria descrito acima, cálculos em QCD na rede preveem um aumento no grau de liberdade de um sistema formado por quarks para temperaturas entre 150 MeV e 200 MeV (Figura 1.3). Tal mudança de fase representaria um estado coletivo em que os quarks encontram-se tão próximos e distribuídos que o potencial efetivo sentido é diluído (Figura 1.4), e cada quark poderia viajar praticamente livre nesse meio. Esse estado da matéria proposto, por analogia ao plasma eletromagnético, é o já citado Plasma de Quarks e Glúons (QGP).

A partir do diagrama de fases da QCD (Figura 1.5), é possível notar que o QGP é previsto tanto para altas temperaturas quanto para altas densidades bariônicas líquidas, onde uma compressão para densidades muito superiores à densidade bariônica líquida terrestre traria os quarks próximos entre si, causando essa transição de fase. Alguns modelos teóricos apontam a possibilidade da formação de QGP em estrelas de nêutrons, como em [13].

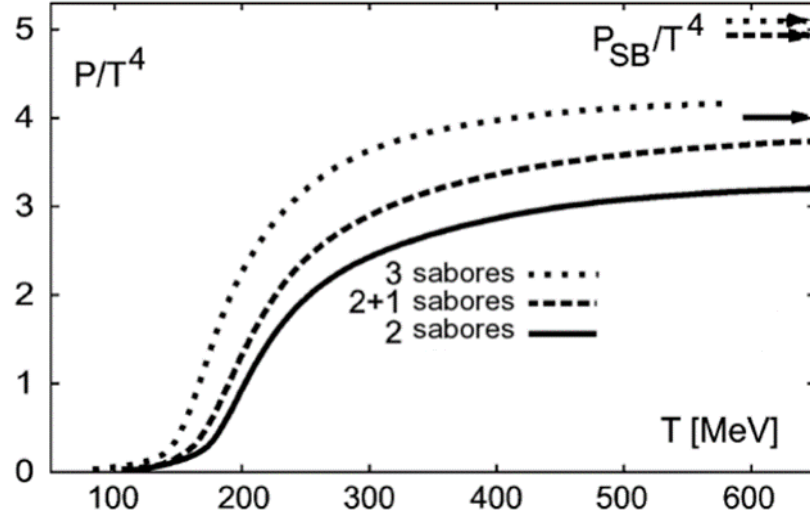


Figura 1.3: Cálculos em QCD na rede de P/T^4 em função da temperatura. Resultados apontam uma transição de fase em temperaturas entre 150 MeV e 200 MeV . As diferentes curvas representam cálculos para 2 sabores de quarks com massas idênticas, 2+1 sabores com um deles com massa maior que os demais (simulando ou um quark *charm* ou *strange*), e 3 sabores com massas idênticas. As setas à direita indicam valores com pressões de Stefan-Boltzmann para cada escolha de sabores de quarks. Imagem de [12].

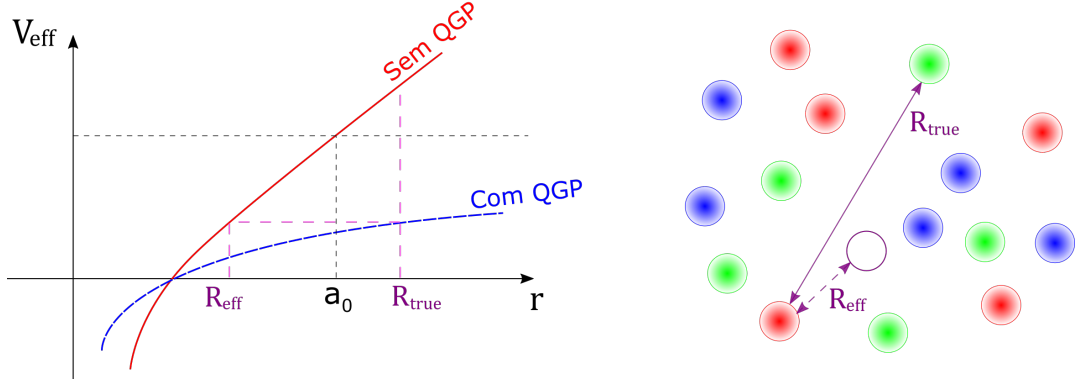


Figura 1.4: Variação no potencial efetivo quark-quark entre sistemas sem e com QGP. No estado de QGP, o potencial sentido por um par de quarks tem raio efetivo R_{eff} muito menor que o raio real R_{real} . O valor a_0 é o raio hadrônico médio, e vale $\approx 0.9 \text{ fm}$. Adaptado de [1].

No caso de uma transição de fase causada por aumento na temperatura, tal estado físico poderia ser alcançado em experimentos de colisão de partículas, onde as temperaturas chegam a valores maiores que as temperaturas de transição calculadas. De fato, espera-se ser possível reproduzir o estado no qual se encontrava o Universo primordial em tais colisões, um sistema de quarks livres a altíssimas densidades de energia. Apesar dos observáveis em um experimento de colisão serem oriundos apenas de fases posteriores à hadronização do sistema, como explorado na seção 3.2.3, espera-se observar experimentalmente indícios indiretos da formação do QGP, uma das grandes motivações do experimento ALICE.

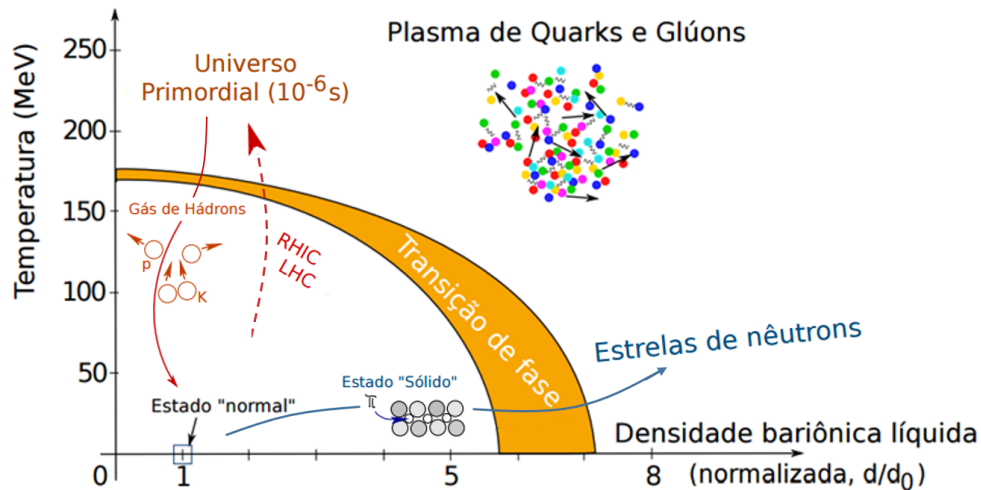


Figura 1.5: Diagrama de fases da QCD. Imagem de [1].

1.2 Experimentos

Em física de partículas, há basicamente três formas de estudo experimental. Cronologicamente, a primeira a aparecer foi por detecção de raios cósmicos. De fato, antes mesmo do desenvolvimento de física de partículas e campos, já em 1912 foi comprovada a existência de radiação oriunda de fora do planeta, quando o físico austríaco Viktor Franz Hess verificou um aumento significativo na radiação ionizante com a altitude, ao fazer 7 voos em balão, munido de um eletroscópio associado a um detector, por vezes ultrapassando 5000m de altitude [14]. Hoje contamos com tecnologias muito mais avançadas e sistemas de detecção de raios cósmicos muito mais sofisticados, como é o caso do experimento Pierre Auger [15]. Outra forma é por observação de decaimentos nucleares, como foi o caso do histórico experimento conduzido pela física Chien-Shiung Wu, que comprovou a quebra de paridade em decaimentos fracos [16]. Por fim, a física de partículas pode ser explorada por colisões em aceleradores de partículas, como no LHC (*Large Hadron Collider*). Nesse caso, os eventos podem ser estudados de forma controlada, montando-se feixes de partículas colisoras com características conhecidas e energias determinadas, diferente do que ocorre em raios cósmicos.

Das três formas, nesse trabalho serão explorados apenas experimentos de aceleradores de partículas.

1.2.1 Detecção em Aceleradores de Partículas

Um dos aceleradores de partículas mais relevantes hoje, o LHC, construído pelo CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) em Genebra, Suíça, é o maior acelerador de partículas já construído. Foi projetado para acelerar feixes de prótons a energias máximas de 7 TeV, resultando em colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV, e feixes de núcleos de chumbo a energias de 2.76 TeV por núcleon, resultando em colisões $Pb-Pb$ com energia por par de núcleons $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. Apesar do primeiro íon a ser colidido no LHC ser o Pb , recentemente foram colididos também íons de Xe , em energias de $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV, e outros íons ainda serão colididos no futuro.

Dos experimentos hoje fazendo uso do LHC, os quatro maiores são ATLAS (*A To-*

roidal Lhc AparatuS), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), CMS (*Compact Muon Solenoid*) e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*). O experimento ALICE é dedicado a colisões de íons pesados, e seus resultados serão extensivamente utilizados nesse trabalho.

1.2.2 Variáveis Cinemáticas

Os experimentos de colisão de partículas em geral utilizam o sistema de coordenadas representado na Figura 1.6, de forma que o eixo z esteja alinhado com a direção do feixe no detector.

As variáveis experimentais classificam-se em transversais e longitudinais, como indicado na Figura 1.6. Essas variáveis são definidas para caracterizar cada partícula individualmente, em um evento. Na direção transversal a variável mais relevante é o momento transversal p_t definido por

$$p_t^2 = p_x^2 + p_y^2, \quad (1.2)$$

sendo especialmente aplicado na caracterização dos produtos de um espalhamento, uma vez que os feixes incidentes chegam com momento transversal praticamente nulo. A partir do momento transversal é possível definir-se a massa transversa m_t ,

$$m_t^2 = p_t^2 + m_0^2, \quad (1.3)$$

grandeza essa bastante eficaz na medição da energia liberada na direção transversal. O valor m_0 corresponde à massa de repouso de cada partícula analisada.

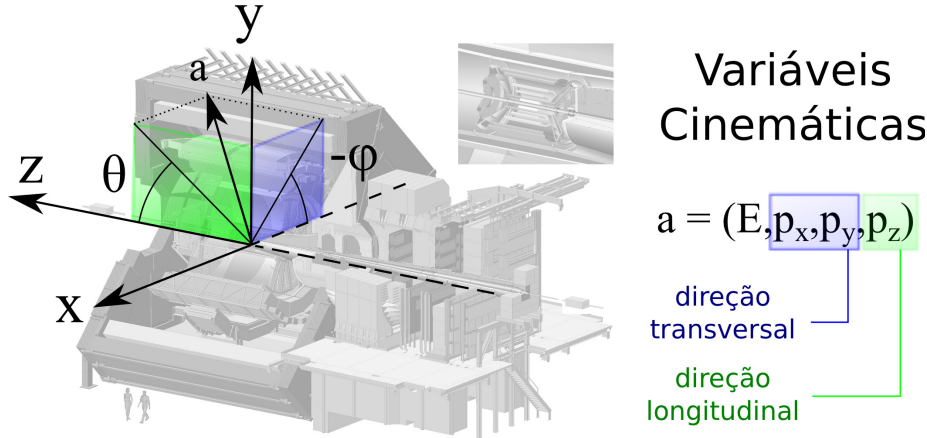


Figura 1.6: Representação do sistema de coordenadas e componentes espaciais do quadri-momento, na forma utilizada na descrição de eventos do ALICE. Imagem de [1].

Na direção longitudinal, a principal variável é a pseudorapidez η , que determina o quão alinhado está o movimento de uma partícula emitida com a direção do feixe. Define-se como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.4)$$

onde \vec{p} é o momento linear da partícula, p_z sua componente na direção z , e θ o ângulo em relação à direção longitudinal, definido na Figura 1.6. Por ser meramente geométrica, pode ser calculada para qualquer partícula detectada não identificada.

Outra variável relevante é a rapidez y , definida

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (1.5)$$

onde E é a energia total da partícula. Seu cálculo depende não só da geometria, mas também da energia determinada para a partícula, sob uma hipótese de sua massa, e portanto tal variável só pode ser utilizada na prática para partículas identificadas.

Capítulo 2

Colisões Ultrarrelativísticas entre Íons Pesados

Uma colisão entre íons possui diferentes estágios, desde as interações iniciais, quando as partículas se aproximam com determinadas condições iniciais de geometria e energia, passando pela evolução do sistema até cessarem-se todas as interações e as partículas resultantes serem emitidas da região onde ocorreu a colisão. De todas as etapas, que serão descritas a seguir, só é possível observar experimentalmente o estado final da colisão. Com exceção das grandezas finais mensuráveis em uma colisão, é impossível qualquer informação sobre os estágios iniciais e intermediários que passe de inferência ou sondagem baseando-se num conjunto formado por teoria e dados acessíveis. Portanto, qualquer descrição dos estágios de uma colisão é dependente de modelos, o que torna encontrar uma descrição inicial de um espalhamento que possa ser conectada com medidas experimentais finais um grande desafio na área.

Das diversas etapas na evolução de uma colisão entre duas partículas, cada uma envolve propriedades e características específicas. Enquanto que nos preocuparemos principalmente com a descrição das condições iniciais geométricas em um espalhamento ultrarrelativístico entre íons pesados, não se podem ignorar os demais estágios.

2.1 Etapas de uma Colisão

Existem basicamente 4 etapas em uma colisão ultrarrelativística entre íons pesados, representadas como um todo na Figura 2.1:

- Primeiras interações entre núcleos, independentes, com grande momento trocado, o que, na área, é denominado de “interação dura”;
- Com o aumento das interações entre constituintes dos núcleos e produção intensa de partículas, o meio se thermaliza e expande. A essa etapa associa-se a formação do *QGP*;
- Hadronização. O sistema continua em expansão, eventualmente resfriando-se. Quarks agora tornam hádrons singletos de cor;
- *Freeze-out* Químico. Com a diminuição de energia, as interações inelásticas cessam, e a composição química do sistema se torna constante;

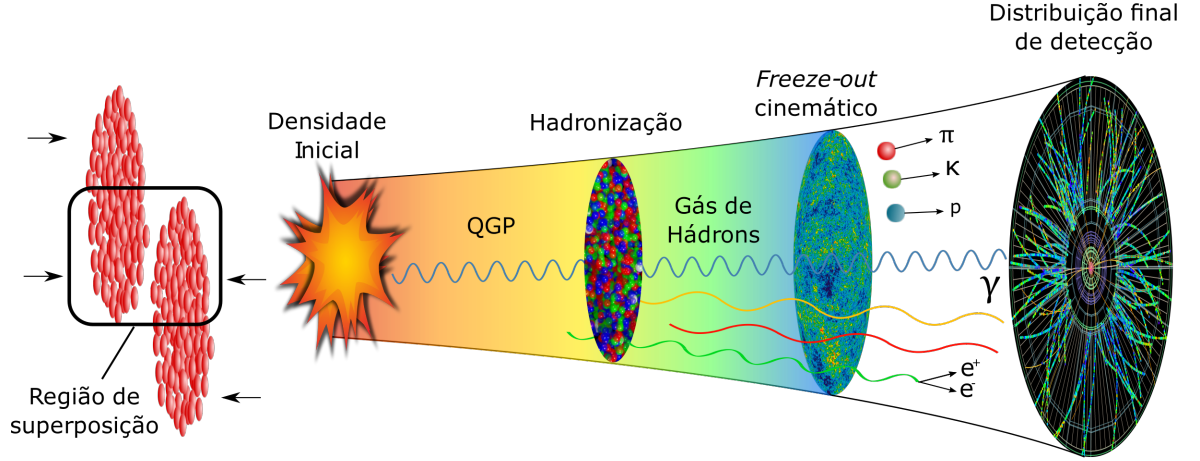


Figura 2.1: Representação das etapas de uma colisão ultrarrelativística entre íons pesados.

- *Freeze-out* Cinemático. Após expansão e com baixa densidade de energia, as interações entre hádrons cessam.

As medidas experimentais ocorrem apenas após o *Freeze-out* Cinemático. Mesmo notando-se a relevância de cada etapa no processo completo, é crucial determinar até que ponto a geometria inicial pode influenciar a evolução do sistema.

2.2 Condições Iniciais

As condições iniciais são inacessíveis experimentalmente, porém necessariamente influenciam quantidades como a energia total disponível para a criação de partículas, e portanto influenciam grandezas experimentais como a multiplicidade de partículas produzidas. Envolvem conhecer duas propriedades principais do sistema: a disposição espacial dos constituintes dos núcleos, sejam núcleons ou pártons, dependendo da abordagem, e a distância transversal entre seus centros, o Parâmetro de Impacto (b) (Figura 2.2). Na Figura 2.1 a área de superposição entre núcleos está em destaque, e de fato é razoável esperar que o quão próximos os íons se encontram tenha influência direta nos observáveis. Para a descrição completa, depende também da equivalência entre a energia a ser estudada e o alcance da interação entre os constituintes dos núcleos, questão explorada em detalhes nas seções 3.2.1 e 3.2.3.

O estudo das condições iniciais permite estimar grandezas como a quantidade de núcleons que participaram da colisão (N_{part}) e o número total de pares de núcleons que interagiram entre si no evento, sendo cada núcleon do par pertencente a um núcleo diferente, denominado número de colisões binárias (N_{coll}).

A região de superposição entre núcleos tem influência significativa, como argumentado na seção 2.3. O quão sobrepostos estão os núcleos durante um evento pode ser indicado pela centralidade, cuja definição geométrica baseia-se em b , e calcula-se conforme fração da seção de choque,

$$c = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'}. \quad (2.1)$$

Sua determinação experimental é explorada na seção 2.3.

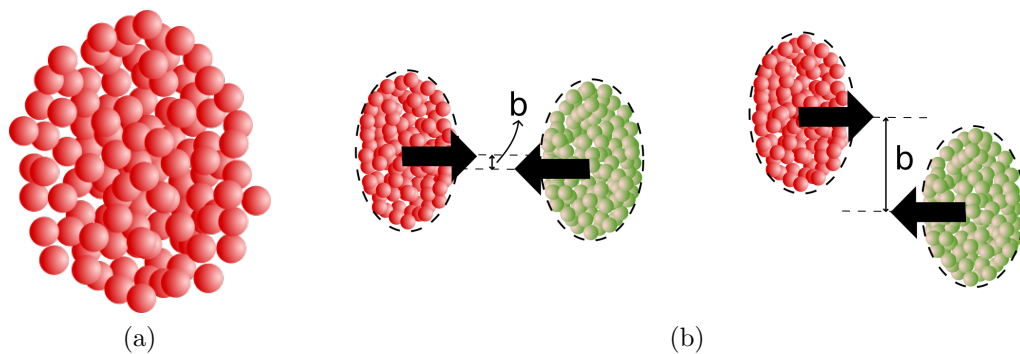


Figura 2.2: (a) Núcleo representado como um conjunto de núcleons com posições em torno de seu centro; (b) Representação geométrica do parâmetro de impacto em colisões central e periférica, respectivamente.

2.3 Conexão entre Condições Iniciais e Variáveis Experimentais

Por ser uma abordagem puramente geométrica, o estudo de condições iniciais, apesar de trazer *insights* relevantes e estimar grandezas inacessíveis experimentalmente, não traz consigo mais informação a respeito da evolução do sistema e não pode, por si só, prever o resultado final de uma colisão nuclear. É necessário agregar ao estudo de condições iniciais algum modelo fenomenológico de produção de partículas, para que então se conectem as etapas inicial e final de um espalhamento.

Porém, para qualquer modelo fenomenológico, esperam-se algumas relações entre condições iniciais e observáveis finais. Por exemplo, é plausível esperar que colisões periféricas sejam mais prováveis do que centrais, e que a multiplicidade de produção de partículas decresça monotonicamente com o parâmetro de impacto. A centralidade pode então ser estimada experimentalmente, conforme o número de partículas detectadas, uma vez que em sistemas nucleares de escalas femtométricas o parâmetro de impacto é totalmente inacessível. Na Figura 2.3a está representada uma distribuição de multiplicidade de partículas carregadas de forma esquemática. Os primeiros 5% de eventos de alta multiplicidade, definidos por cortes na área da distribuição, correspondem a uma centralidade de 0 – 5%, os próximos 5% a 5 – 10% e assim em diante.

Dessa mesma forma, em grandes experimentos como o ALICE a centralidade é estimada a partir de variáveis finais, como a multiplicidade. Mais adiante neste trabalho, checaremos como esta escolha se compara com a centralidade conforme as propriedades geométricas da condição inicial, como o parâmetro de impacto.

2.4 Modelos de Glauber

Tentar observar diretamente as condições iniciais de uma colisão de escala femtoscóptica é um problema intratável de forma experimental. Para contornar-se tal impedimento, abordagens teóricas foram desenvolvidas para se estimarem tais grandezas, levando-se em consideração os múltiplos espalhamentos entre núcleons em alvos nucleares. Tais técnicas são conhecidas de forma geral como “Modelos de Glauber”, em homenagem a Roy Glauber, que foi pioneiro na descrição de espalhamentos compostos fazendo uso da

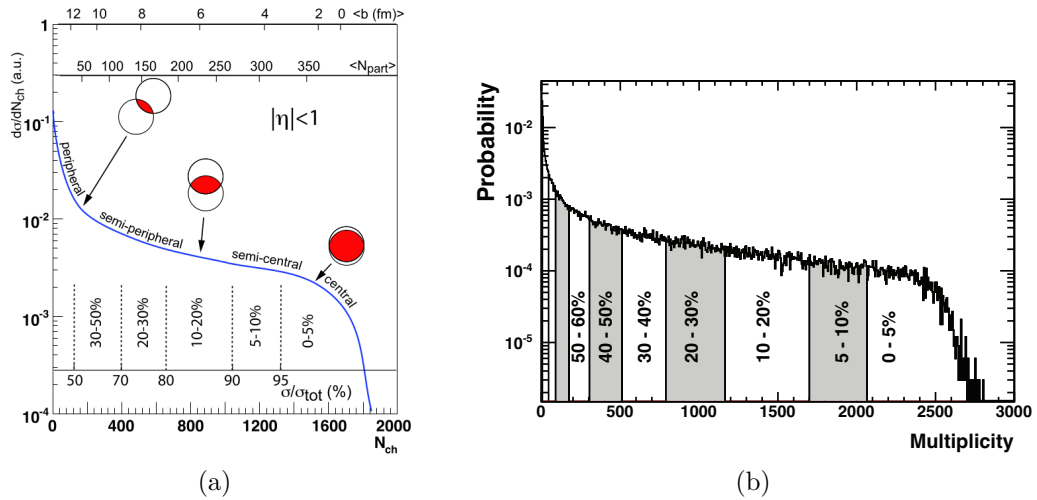


Figura 2.3: (a) Representação esquemática de uma distribuição de multiplicidade de partículas carregadas, sua relação com grandezas geométricas iniciais. As divisões de porcentagens de área correspondem à determinação da centralidade. Imagem de [17]; (b) Distribuição da multiplicidade de partículas carregadas, em unidades arbitrárias de detecção, em colisões *Pb-Pb* em 2.76 TeV. As divisões de porcentagens de área correspondem à determinação da centralidade. Imagem de [18].

teoria quântica [19, 20].

Uma motivação para o desenvolvimento de tais técnicas veio da observação de colisões ultrarrelativísticas entre íons pesados, colisões essas que produzem as maiores multiplicidades de produção de partículas dentre todos os sistemas subatômicos estudados em laboratório [20]. A complexidade de tais sistemas é maior que a de colisões *pp*, que por sua vez é um sistema comparativo base, já que núcleos são formados por núcleons – prótons e nêutrons. É espontâneo, então, perguntar-se quantos núcleons participam em uma colisão entre íons pesados.

Para qualquer abordagem baseada em um modelo de Glauber na descrição das condições iniciais, dois *inputs* físicos são imprescindíveis: a Distribuição de Densidade Nuclear dos núcleos estudados e a Seção de Choque Inelástica entre Núcleons, *inputs* esses descritos em detalhe nas seções 3.2.1 e 3.2.1.

Qualquer modelo de Glauber se baseia em cálculos para estimarem-se N_{part} e N_{coll} , e partem dos mesmos pressupostos:

- Núcleons viajam em linha reta;
- As colisões entre núcleons de diferentes núcleos são superpostas e incoerentes;
- Núcleons de um mesmo núcleo não interagem entre si;
- São consideradas apenas interações inelásticas entre núcleons, devido ao modelo ter sido desenvolvido para colisões ultrarrelativísticas.
- O modelo restringe-se a dizer apenas se dois núcleons interagiram ou não, mas não determina como eles o fizeram.

Existem duas abordagens principais às condições iniciais fazendo uso desse modelo, a chamada Aproximação do Limite Óptico, e o Glauber Monte Carlo. A primeira surge

historicamente antes, quando na década de 50 Glauber iniciou o desenvolvimento de suas técnicas de cálculo, sendo que o modelo baseado em monte carlo apareceu naturalmente após o advento dos computadores de mesa. No Limite Óptico, os núcleos são tratados como distribuições contínuas de probabilidade e as grandezas geométricas são estimadas de forma determinística. Tal abordagem pode ser explorada em detalhes em [20].

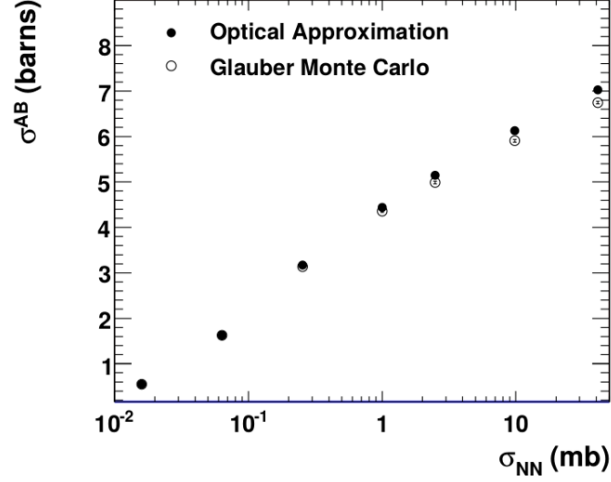


Figura 2.4: Comparação entre seções de choque total entre núcleos σ^{AB} obtidas via Limite Óptico e GlauberMC, com mesmos parâmetros, em função da seção de choque inelástica entre núcleons σ_{NN}^{inel}

Apesar do Limite Óptico apresentar uma boa descrição de sistemas complexos, o Glauber Monte Carlo apresenta algumas vantagens, como sua simplicidade no uso dos *inputs* físicos e na obtenção das grandezas geométricas. Além disso, nessa abordagem os núcleos não são vistos como uma distribuição contínua, mas sim cada núcleon tem sua posição determinada estocasticamente, permitindo assim uma variabilidade na formação de cada núcleo e aproximando-se mais da física do sistema descrito. Considerar o núcleo como um conjunto de posições de núcleons em vez de uma distribuição contínua traz também correções nos valores de seção de choque total de uma colisão, obtendo valores menores do que no Limite Óptico em colisões de altas energias, para os mesmos *inputs* físicos (Figura 2.4). Nesse trabalho, toda descrição de condições iniciais se deu por essa abordagem, descrita em detalhes no Capítulo 3.

Capítulo 3

Glauber Monte Carlo

Seguindo-se a ideia dos Modelos de Glauber, o problema geral de colisões de íons pesados pode ser facilmente implementado utilizando-se computadores.

Glauber Monte Carlo (GlauberMC) é o nome de uma abordagem computacional aos Modelos de Glauber. Muito utilizada em análise de dados em grandes experimentos de colisão de partículas, como o ALICE, é também a abordagem escolhida em nossa descrição geométrica das condições iniciais de um espalhamento. A versão utilizada foi a TGlauberMC-2.3, e para manipulação dos dados de simulação, o software de análise de dados ROOT 5.34/36.

3.1 Aplicação Prática

Para iniciar uma simulação, é necessário indicar ao GlauberMC quais núcleos serão colididos e a qual energia. A partir dessas informações, os núcleos são construídos, a distância transversal entre seus centros (parâmetro de impacto) é sorteada a partir de uma distribuição geométrica linear e todas as grandezas geométricas relevantes são calculadas. Nas próximas seções deste capítulo, todo o processo da simulação de uma colisão é descrito em detalhes.

A ideia principal por trás do GlauberMC é considerar uma colisão entre íons como uma superposição de colisões entre núcleons. Por ser uma das abordagens possíveis baseadas no Modelo de Glauber, parte dos mesmos pressupostos explorados anteriormente: considera que os núcleons que compõem um mesmo núcleo não interajam entre si e viajam em linha reta. É uma abordagem puramente geométrica, mas que possibilita não só uma descrição das condições iniciais que pode ser combinada a alguma outra descrição física do sistema, mas também compreender como as flutuações nas grandezas calculadas influenciam as etapas posteriores de uma colisão.

3.2 Descrição de uma Simulação GlauberMC

3.2.1 Caracterização de um Sistema

Para ser capaz de simular um evento, assim como em qualquer modelo de Glauber, é necessário fornecerem-se *inputs* físicos ao GlauberMC, que descrevam o sistema estudado.

De forma geral, o GlauberMC precisa saber as propriedades dos núcleos que serão considerados e a que energia irão colidir, informações essas fornecidas pelos *inputs*. Esses são os já citados Função Distribuição de Densidade Nuclear ($\rho(r)$) e Seção de Choque Inelástica entre Núcleons (σ_{NN}^{inel}).

Função Distribuição de Densidade Nuclear $\rho(r)$

A função $\rho(r)$ descreve a distribuição de densidade que é utilizada na montagem dos núcleos a colidir. Os núcleos são montados núcleon a núcleon, cujas posições em torno do centro do núcleo são sorteadas de acordo com $\rho(r)$. A versão do GlauberMC utilizada possui alguns parâmetros nucleares pré-programados para algumas espécies. Para grande parte dos núcleos disponíveis, incluindo Chumbo, Xenônio, Ouro e Cobre (estudados nesse trabalho), $\rho(r)$ tem a forma de uma Distribuição de Fermi de 3 parâmetros:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega \left(\frac{r}{R}\right)^2}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (3.1)$$

onde temos o Raio Nuclear (R), a Densidade Nuclear Central (ρ_0), a Espessura de Superfície (a) e o Desvio de Densidade Uniforme (ω). ρ_0 é uma constante de normalização. A Espessura de Superfície indica o quão difuso é o contorno do núcleo ($a = 0$ representa a aproximação clássica de uma esfera sólida) e o Desvio de Densidade Uniforme indica a presença de deformações na densidade central. Para núcleos com $\omega = 0$, $\rho(r)$ tem a forma de uma distribuição de Woods-Saxon. É possível verificar a influência dos parâmetros na Figura 3.1.

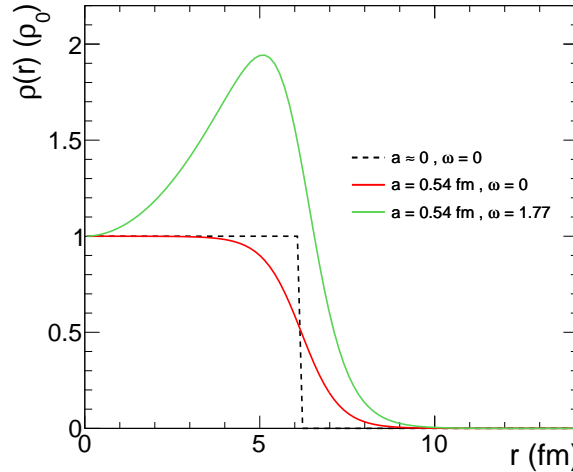


Figura 3.1: Progressão dos parâmetros de ρ para um núcleo de Urânio, aqui escolhido para ilustrar a influência de ω , já que é um dos poucos com $\omega \neq 0$. A função é expressa em unidades de ρ_0 , já que apenas a distribuição é relevante na montagem do núcleo. Valores padrão para U: $R = 6.188 fm$, $a = 0.54 fm$ e $\omega = 1.77$.

As funções $\rho(r)$ de cada espécie nuclear e seus parâmetros já estão incluídos no código disponível do Glauber Monte Carlo. A descrição completa presente no código contém também o número de massa N de cada espécie, valor que indica quantos sorteios são

necessários para a montagem do núcleo. Os parâmetros para os núcleos utilizados neste trabalho encontram-se na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Parâmetros dos núcleos simulados neste trabalho pelo GlauberMC.

Núcleo	N	$R(fm)$	$a(fm)$	ω
O	16	2.608	0.513	-0.051
Ca	40	3.766	0.586	-0.161
Cu	63	4.2	0.596	0
Xe	129	5.42	0.57	0
Au	197	6.38	0.535	0
Pb	208	6.62	0.546	0

Seção de Choque inelástica entre Núcleons σ_{NN}^{inel}

Toda a simulação supõe que a colisão entre núcleos seja uma superposição de colisões independentes entre núcleons. Para que o Glauber considere corretamente a energia a ser simulada, é necessário fornecer o valor de seção de choque entre núcleons, que vai determinar o alcance de sua interação, como explorado na seção 3.2.3. Visto que as colisões binárias entre núcleons são naturalmente comparáveis a colisões pp , o valor de σ_{NN}^{inel} a ser utilizado deve ser um valor experimental de σ_{pp}^{inel} na energia correspondente. Caso não haja dados experimentais na energia desejada, é utilizado um valor obtido por interpolação ou extrapolação dos dados disponíveis.

O valor de seção de choque basicamente determina a distância máxima entre núcleons até a qual se considera que houve interação, de forma puramente geométrica, como mostrado na Figura 3.2.

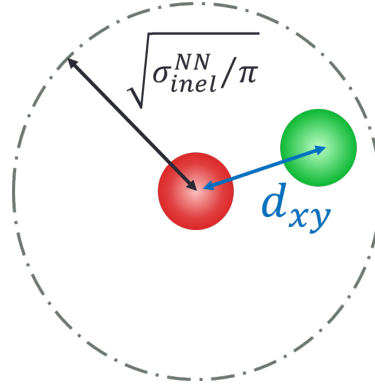


Figura 3.2: Representação da distância máxima de interação determinada por σ_{NN}^{inel} , comparada com a distância xy entre núcleons de diferentes núcleos.

3.2.2 Rodando uma Simulação

O Glauber permite que uma simulação seja rodada por meio de diferentes funções, diferenciando a forma em que os resultados serão armazenados. Para salvar os resultados em um arquivo .root com as distribuições das grandezas calculadas, usa-se a função `runAndSaveNtuple`, cuja sintaxe é


```
runAndSaveNtuple(const int n, const char *sysA, const char *sysB, const double
    sigmn, const double sigwidth, const double mind, const char *fname).
```

Os parâmetros indicam, na ordem, o número de colisões a serem simuladas, o núcleo A a ser colidido, o núcleo B a ser colidido, σ_{NN}^{inel} em mb , o parâmetro de impacto em fm , a distância mínima entre núcleons em fm (valor padrão de $0.4fm$) e o nome do arquivo .root a ser salvo. Caso se deseje que o parâmetro de impacto seja obtido aleatoriamente a partir de uma distribuição geométrica, deve-se colocar o valor -1 no parâmetro *sigwidth*.

Uma simulação de 100000 eventos *Pb-Pb* a 2.76 TeV ($\sigma_{NN}^{inel} = 61.98 \pm 1.62mb$) poderia ter, por exemplo, a seguinte sintaxe:

```
runAndSaveNtuple(100000, "Pb", "Pb", 61.98, -1, 0.4, "glau_PbPb_2760.root").
```

O sorteio do parâmetro de impacto e a distância mínima entre núcleons estão detalhados na seção 3.2.3.

3.2.3 Etapas da Simulação

Uma simulação do GlauberMC ocorre em três passos: Sorteio do parâmetro de impacto, Montagem e interação entre núcleons e Cálculo de grandezas. Toda a simulação é realizada por funções no código dentro da classe *TGlauberMC*. Uma vez a simulação iniciada por *runAndSaveNtuple()*, a função *Run()* dá início a todos os passos.

Sorteio do parâmetro de impacto

Após as variáveis serem declaradas, a função *Run()* chama a função responsável pelo valor de b , *NextEvent()*. Essa obtém o parâmetro de impacto a partir de

$$b = \sqrt{(b_{max}^2 - b_{min}^2)a + b_{min}^2}, \quad (3.2)$$

onde b_{max} e b_{min} são os valores máximo e mínimo de b , predeterminados no código como 20 e 0, respectivamente, e a é um número entre 0 e 1 obtido aleatoriamente. Essa distribuição é utilizada apenas no sorteio de b , não garantindo necessariamente que haja interação. Portanto, apesar de ser linear (quanto maior o valor de b , mais provável é), a partir de um valor maior que o diâmetro do núcleo simulado, a distribuição deixa de ser linear (Figura 3.3).

A distribuição utilizada no GlauberMC é inteiramente equivalente, matematicamente, a $P(b) \propto b db$, e requer menor tempo de processamento, por não necessitar um sorteio a partir de uma função. É possível conferir o caráter geométrico do sorteio de b checando-se uma distribuição obtida via GlauberMC, como a da Figura 3.3.

A função *NextEvent()* retorna o valor da função *CalcEvent()* para o valor de b sorteado, que dá prosseguimento à simulação.

Montagem e interação entre núcleons

A função *CalcEvent()* chama a função *ThrowNucleons()* que é responsável por montar um núcleo, ao sortear as posições de cada núcleon em coordenadas esféricas. Tipicamente, os núcleos gerados são esfericamente simétricos, e portanto apenas o sorteio da coordenada radial se baseia em $\rho(r)$. A coordenada r é diretamente sorteada na função $\rho(r)$, o ângulo

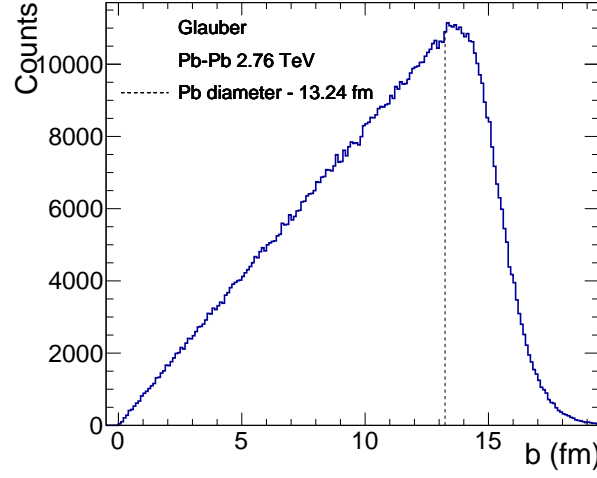


Figura 3.3: Distribuição de b obtida em 1000000 de colisões $Pb-Pb$ simuladas via GlauberMC. É possível perceber o comportamento linear esperado até $b = 13.24 fm$, o diâmetro do núcleo de Pb , indicado pela linha tracejada. Como visto na seção 3.2.1, a distribuição de núcleons possui uma difusividade ao redor do valor de seu raio, de forma que a queda na distribuição de b não seja abrupta. O gráfico apresenta valores para os quais houve interação entre os núcleos.

azimutal ϕ a partir de uma distribuição homogênea de 0 a 2π , e o cosseno do ângulo polar $\cos(\theta)$ a partir de uma distribuição homogênea de -1 a 1 . A partir de r , ϕ e $\cos(\theta)$, as coordenadas retangulares x , y e z são calculadas. A seguir, o trecho da função responsável pelo procedimento descrito:

```
double r = fFunction->GetRandom();
double phi = 2*TMATH::Pi()*gRandom->Rndm();
double ctheta = 2*gRandom->Rndm() - 1;
double stheta = TMATH::Sqrt(1-ctheta*ctheta);
x = r * stheta * TMATH::Cos(phi);
y = r * stheta * TMATH::Sin(phi);
z = r * ctheta;
```

A função *fFunction* é composta por $r^2 \times \rho(r)$, para garantir a distribuição tridimensional. O valor *gRandom->Rndm()* é um número entre 0 e 1 gerado aleatoriamente. Esse sorteio é feito para cada núcleon, um núcleo por vez, para todos os eventos simulados na função *Run()*.

Ambos os núcleos são construídos no mesmo sistema de referência. Depois de todas as posições serem geradas para um núcleo, seu centro de massa é calculado e transladado até a origem do sistema de referência, ao mesmo tempo que todos os núcleons são também transladados na direção x , de acordo com o valor de b sorteado anteriormente. O primeiro núcleo gerado é transladado $-b/2$ em x , e o segundo $b/2$.

Para evitarem-se superposições de núcleons, a distância entre núcleons possui um valor mínimo *mind* definido manualmente no início da simulação, como mostrado na seção 3.2.2. Para cada posição sorteada associada ao núcleon i , é calculada a distância $dist_{ij}$ entre esse núcleon e todos os demais j já armazenadas e comparada com *mind*. Se $dist_{ij} < mind$, a posição do núcleon i é sorteada novamente.

Uma vez com ambos os núcleos completos, para cada núcleon do núcleo A é calculado o quadrado de sua distância transversal no plano xy a cada um dos núcleons do núcleo B. Assim, para cada núcleon de A é registrado um valor $d_{ij} = dx^2 + dy^2$, com dx e dy as distâncias entre o par em relação a x e y , respectivamente. Nesse momento a energia simulada é determinada a partir de σ_{NN}^{inel} : os valores d_{ij} são comparadas um a um ao quadrado da distância máxima de interação, definido como

$$d^2 = \frac{\sigma_{NN}^{inel}}{10\pi}. \quad (3.3)$$

O fator 10 aparece no denominador para que o *input* em *mb* devolva um valor em *fm*². Se $d_{ij} < d^2$, o GlauberMC considera que houve interação no par correspondente.

Cálculo de grandezas

A função *CalcEvent()* retorna o valor de uma função seguinte, *CalcResults()*, que efetivamente calcula todas as grandezas geométricas do GlauberMC.

As grandezas são calculadas apenas a partir das posições geradas para os núcleons. Além dos sorteios de b , as mais relevantes são N_{part} e N_{coll} . Na versão do GlauberMC utilizada nesse trabalho, as distribuições calculadas são:

- Npart: Número de participantes;
- Ncoll: Número de colisões binárias;
- B: Parâmetro de impacto gerado;
- BNN: Parâmetro de impacto médio entre núcleons;
- MeanX: Média de x para núcleons participantes;
- MeanY: Média de y para núcleons participantes;
- MeanX2: Média de x^2 para núcleons participantes;
- MeanY2: Média de y^2 para núcleons participantes;
- MeanXY: Média de xy para núcleons participantes;
- VarX: Variância de x para núcleons participantes;
- VarY: Variância de y para núcleons participantes;
- VarXY: Covariância de x e y para núcleons participantes;
- MeanXSystem: Média de x para todos os núcleons;
- MeanYSystem: Média de y para todos os núcleons;
- MeanXA: Média de x para núcleons no núcleo A;
- MeanYA: Média de y para núcleons no núcleo A;
- MeanXB: Média de x para núcleons no núcleo B;
- MeanYB: Média de y para núcleons no núcleo B;
- NpartA: N_{part} do núcleo A;
- NpartB: N_{part} do núcleo B;
- PhiA: Ângulo azimutal do núcleo A;
- ThetaA: Ângulo polar do núcleo A;
- PhiB: Ângulo azimutal do núcleo B;
- ThetaB: Ângulo polar do núcleo B;
- PsiN: Ângulo do plano de participantes do n -ésimo harmônico;

- EccN: Excentricidade dos participantes do n-ésimo harmônico.

As últimas duas grandezas listadas são referentes ao *plano de participantes*, região de interseção entre núcleos durante uma colisão. Da mesma forma que espera-se uma relação entre a superposição dos núcleos (e consequentemente N_{part} e N_{coll}) e o número final de partículas produzidas, espera-se uma relação entre assimetrias dessa superposição e anisotropias na produção de partículas [21]. Essa relação esperada requer que a colisão não seja uma superposição incoerente de interações.

O fluxo de partículas em relação ao ângulo azimutal pode ser descrito como

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos [n(\phi - \Psi_{RP})], \quad (3.4)$$

onde Ψ_{RP} denota o ângulo do plano de reação em relação ao eixo x do laboratório, plano que contém o parâmetro de impacto [22] (Figura 3.4). Como Ψ_{RP} não pode ser determinado experimentalmente, a forma comum de se determinar o referencial para a expansão de Fourier é utilizar o ângulo do plano de participantes Ψ_{PP} [23] (Figura 3.4), cujo método de determinação pode ser conferido em [24]. Em uma simulação GlauberMC, $\Psi_{RP} = 0$ e Ψ_{PP} é estimado evento a evento conforme o arranjo geométrico dos participantes.

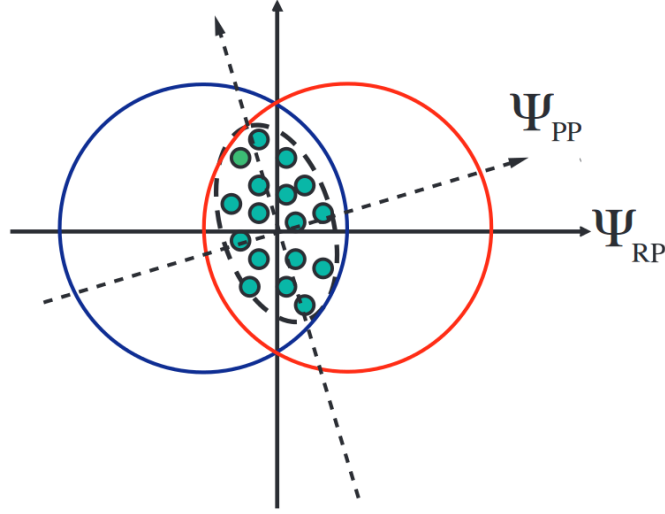


Figura 3.4: Representação da interseção entre núcleos, núcleons, e eixos que definem Ψ_{RP} e Ψ_{PP} .

A excentricidade dos participantes ϵ_{part} indica o quão assimétrica é a distribuição, em cada harmônico. Na Figura 3.4 está representada a região de interseção dos núcleos e dos participantes no segundo harmônico. O valor ϵ_{part} nesse caso é a excentricidade da elipse tracejada. Os coeficientes v_n indicam anisotropias nos harmônicos da expansão em Fourier, e podem ser medidos experimentalmente. Assim, espera-se uma correlação entre excentricidade e v_n , como explorado em [21].

3.3 Descrição de Sistemas com GlauberMC

3.3.1 Influência da Energia em Grandezas Estimadas

Como descrito na seção 3.2.3, a composição geométrica do sistema simulado no GlauberMC é totalmente independente do *input* σ_{NN}^{inel} . Seu valor apenas é usado para determinar as interações entre os núcleons já posicionados. Espera-se então que a energia tenha uma influência mais significativa em N_{coll} do que em N_{part} , o que pode ser verificado na Figura 3.5.

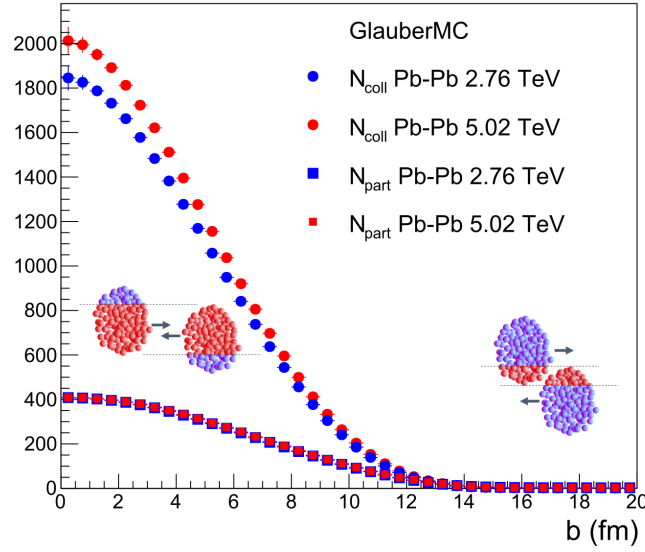


Figura 3.5: Distribuições de N_{part} e N_{coll} em função de b para duas diferentes energias.

A partir da Figura 3.5 é possível notar que em colisões centrais, N_{coll} é consideravelmente influenciado pela energia, enquanto que N_{part} não. Além disso, em colisões centrais os valores de N_{coll} são bem mais elevados que N_{part} , enquanto que em colisões periféricas, seus valores convergem.

3.3.2 Extensões do Modelo

O GlauberMC oferece uma interpretação de sistemas de íons pesados totalmente comparativa com sistema pp . Um questionamento que surge naturalmente é se, de fato, uma colisão complexa como $Pb-Pb$ pode ser descrita como uma superposição de colisões pp . Uma forma direta de respondê-lo é estender os resultados geométricos obtíveis via Glauber com alguma informação sobre produção de partículas em sistemas pp , formando-se assim um modelo com uma componente inicial geométrica e uma posterior dinâmica.

De forma simplista, seria possível assumir que cada par de participantes se comporte como um sistema pp . Na seção 3.3.1 verificou-se que N_{part} não apresenta variação significativa com energia, o que indica que uma comparação direta entre pares de participantes e colisões pp só pode ser validada se a componente dinâmica de produção de partículas for suficiente para obter-se o aumento em multiplicidade que é esperado em colisões mais energéticas.

Um modelo tal qual proposto acima para a descrição de multiplicidade de um sistema complexo é utilizado na determinação de centralidade em grandes experimentos de colisão. Na Figura 2.3b da seção 2.3 é exibida a distribuição de multiplicidade de partículas carregadas N_{ch} detectadas pelo experimento ALICE e os cortes em centralidade. Além da determinação da centralidade pelos cortes na área da distribuição, a colaboração ALICE faz também um ajuste matemático da distribuição que leva em consideração a produção dinâmica de partículas e as condições iniciais. Na Figura 3.6 o gráfico da Figura 2.3b é mostrado já com o ajuste e os valores obtidos para os parâmetros.

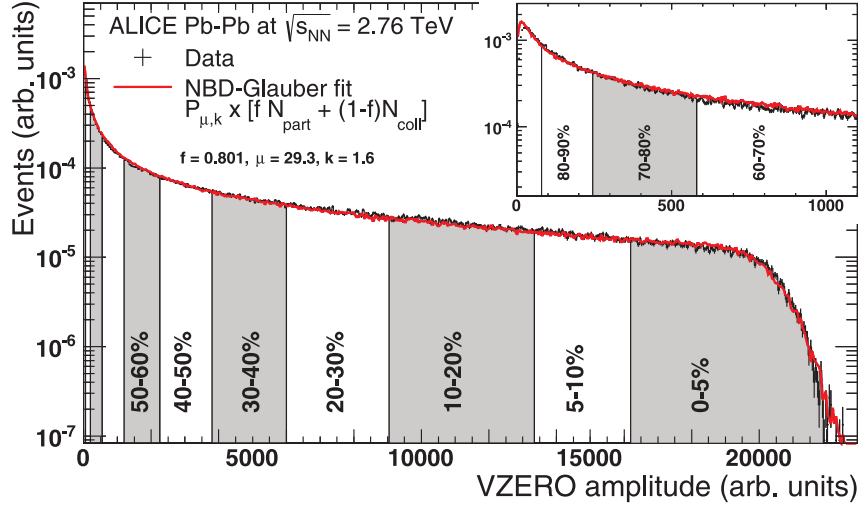


Figura 3.6: Distribuição de multiplicidade de partículas carregadas, em unidades arbitrárias de detecção no detector de multiplicidade VZERO, em colisões $Pb-Pb$ em 2.76 TeV, e o ajuste linear aplicado pelo ALICE, descrito no texto. Imagem de [25]

Tal ajuste consiste numa convolução entre uma Distribuição Binomial Negativa (*Negative Binomial Distribution* – NBD) e uma combinação linear de N_{part} e N_{coll} denominada *Número de Ancestrais* N_{anc} . A proposta de N_{anc} é levar em conta tanto a influência de N_{part} quanto a de N_{coll} na produção de partículas em colisões entre íons pesados. Como argumentado acima, N_{part} não apresenta variação significativa com a energia, e assim usar N_{anc} representa considerar a influência da energia presente numa colisão, pois N_{coll} é mais sensível a mudanças na energia.

A combinação linear N_{anc} é definida como

$$N_{anc} = f \cdot N_{part} + (1 - f) \cdot N_{coll}, \quad (3.5)$$

onde f representa a fração de N_{part} considerada. No experimento ALICE, o valor obtido de f em $Pb-Pb$ tanto em 2.76 quanto em 5.02 TeV é de 0.801 [26, 27].

Uma NBD em sua versão contínua tem o formato geral [25]

$$P_{\mu,k}(n) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \cdot \frac{(\mu/k)^n}{(\mu/k+1)^{n+k}}, \quad (3.6)$$

fornecendo a probabilidade de uma multiplicidade n , onde μ é a multiplicidade média, k controla a largura da distribuição e Γ é a função matemática gama, extensão contínua da função fatorial. A lógica da convolução consiste em usar a NBD como um modelo de

multiplicidade de eventos pp combinada à distribuição de N_{anc} , aqui representando uma equivalência geométrica entre um sistema complexo e pp , *insight* esse discutido anteriormente. O uso de NBDs em modelagem de multiplicidade de colisões pp é detalhadamente descrito em [28].

A proposta desse trabalho é ampliar o ajuste descrito acima, formando um modelo conjunto cuja componente dinâmica não seja uma NBD, mas sim a própria distribuição de multiplicidade em colisões pp , como a da Figura 3.7, de modo a ser possível obter previsões de grandezas experimentais de sistemas complexos via uso direto de dados pp . Obter previsões comparáveis à valores experimentais por meio desse modelo proposto possibilita uma comparação e uma conexão muito mais diretas entre tais sistemas.

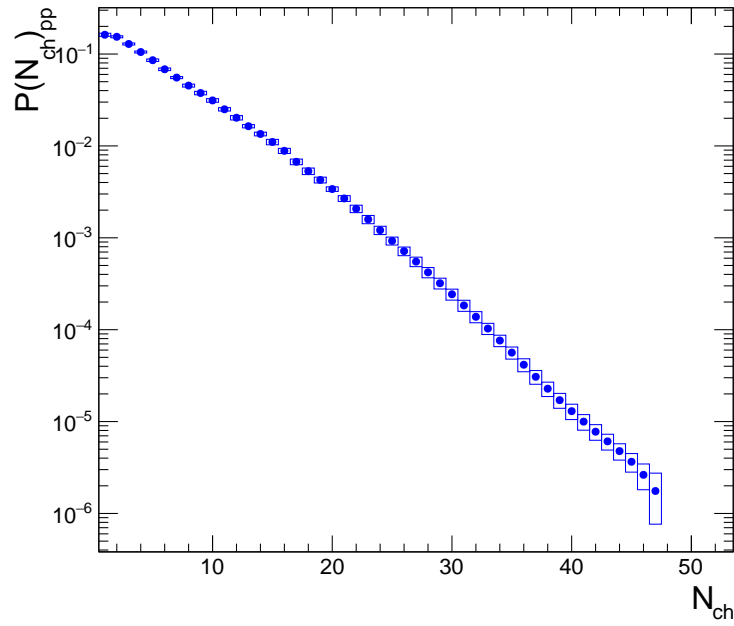


Figura 3.7: Distribuição de probabilidade de multiplicidade de partículas carregadas em colisões pp em 2.76 TeV. Dados de [29].

A extensão proposta funciona da seguinte maneira:

- A simulação GlauberMC é iniciada. Para cada evento, o valor N_{anc} é calculado;
- Um valor de multiplicidade pp é sorteado a partir da distribuição real, utilizada como *input* extra à simulação;
- O sorteio ocorre $N_{part}/2$ vezes, ou $N_{anc}/2$ vezes, de acordo com a hipótese inicial, e as multiplicidades são somadas. A divisão por 2 é feita para comparar diretamente *pares* de participantes ou ancestrais, visto que a distribuição $P(N_{ch})_{pp}$ é medida por par de prótons;
- O valor final da soma é associado a cada evento, e a distribuição total é gerada a partir de todos os eventos simulados.

Todas as etapas descritas foram incorporadas ao código do GlauberMC, ocorrendo automaticamente.

Para comparação direta entre as distribuições obtidas e valores experimentais, posteriormente são calculadas as multiplicidades por setor de centralidade. Como visto anteriormente, a centralidade pode ser determinada conforme cortes em N_{ch} , da mesma forma que é feita experimentalmente, ou a partir de sua definição geométrica associada ao parâmetro de impacto. Uma simulação GlauberMC que obtém não só a distribuição de b , mas também a de N_{ch} , como a aqui proposta, permite que a análise seja feita de ambas as formas.

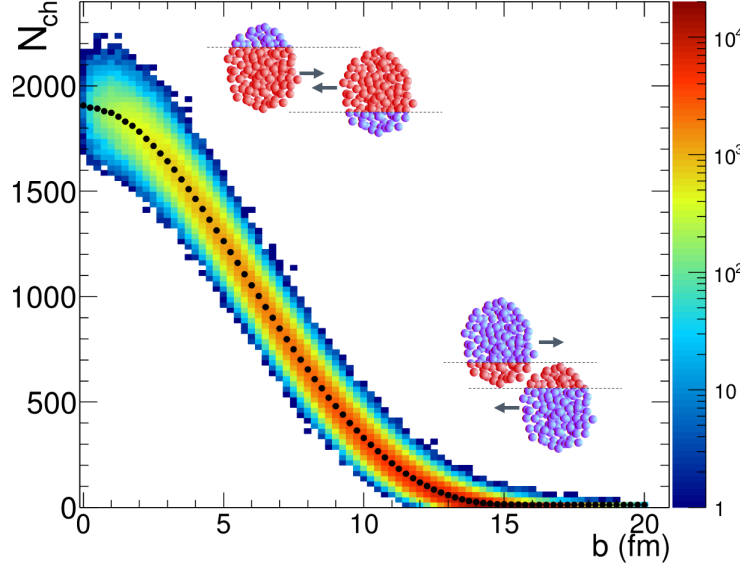


Figura 3.8: Distribuição de multiplicidade N_{ch} versus parâmetro de impacto b obtida via simulações GlauberMC em um sistema $Pb-Pb$ a 5.02 TeV. É possível notar que em centralidades intermediárias há correlação entre os cortes, mas já é possível observar que nos extremos a correlação é mais fraca, sobretudo em colisões periféricas, região de maior estatística e com distribuição larga em b .

Na análise de resultados experimentais, como os resultados de multiplicidade do ALICE utilizados nesse trabalho, as colaborações comumente associam os cortes em multiplicidade das distribuições experimentais aos cortes em b das suas simulações Monte Carlo, em geral feitas com a versão padrão do GlauberMC, supondo que há uma correlação direta. De fato, em sistemas grandes, como $Pb-Pb$, argumenta-se ser indiferente determinar-se a centralidade geométrica ou experimentalmente via distribuições de multiplicidade, quando o resultado de interesse é a multiplicidade, como explorado quantitativamente em [25]. Porém, em se tratando de sistemas com quantidades enormes de eventos, é necessário levar-se em consideração as possíveis flutuações em cada grandeza, e sua influência na comparação direta com resultados reais. Assim, os resultados do modelo proposto foram obtidos para ambas abordagens, cortes em b e em N_{ch} .

Qualitativamente, é possível observar numa distribuição da multiplicidade versus parâmetro de impacto que existe uma correlação nos seus valores. Na Figura 3.8 é exibida a distribuição de N_{ch} versus b obtida segundo a proposta descrita anteriormente, para um sistema $Pb-Pb$ a 5.02 TeV. Em colisões intermediárias a distribuição é estreita, correlacionando as duas grandezas utilizadas na definição de centralidade. Em colisões extremamente centrais e periféricas, a correlação é mais fraca. Na apresentação dos resultados, a determinação de centralidade é novamente discutida, de forma a verificar se há influência

significativa na descrição dos sistemas.

Capítulo 4

Resultados

Até então foram descritas na seção 3.3.2 as etapas a serem seguidas para se obter uma distribuição de multiplicidade em colisões ultrarrelativísticas entre íons pesados a partir da extensão proposta ao GlauberMC, fazendo uso de uma distribuição de multiplicidade em colisões pp como um *input* físico, formando assim um modelo de componentes dinâmica (multiplicidade pp) e geométrica (resultados das estimativas GlauberMC).

Dessa forma, na obtenção de resultados é necessário conhecerem-se tanto as distribuições de multiplicidade pp e os valores de seção de choque a serem aplicados nas simulações dos sistemas estudados, quanto as frações de N_{part} (f) para se obterem os valores de N_{anc} .

Neste trabalho, foram estudados os sistemas $Pb-Pb$ nas energias de 2.76 TeV e 5.02 TeV, $Au-Au$ em 200 GeV, $Cu-Cu$ também em 200 GeV, $Xe-Xe$ em 5.44 TeV e $p-Pb$ em 5.02 TeV. Tal conjunto de sistemas compreende diferentes complexidades (íons grandes como Pb e menores como Cu) e energias, e um sistema intermediário ($p-Pb$). Foram assim escolhidos de forma a verificar se o modelo proposto é capaz de descrevê-los seguindo os mesmos pressupostos descritos anteriormente, e também por haver, para esses sistemas, dados reais de multiplicidade disponíveis em domínio público.

4.1 Distribuições de multiplicidade em colisões pp

Os sistemas estudados em diferentes energias requerem diferentes distribuições de multiplicidade em colisões pp . Seria ideal se estivessem disponíveis todas as distribuições nas energias nas quais fossem disponíveis valores experimentais de multiplicidade, possibilitando assim uma comparação direta entre sistemas simulados e reais, o que não é o caso: as distribuições disponíveis foram medidas apenas em 900 GeV, 2.76 TeV, 7 TeV e 8 TeV [29] e os sistemas aqui estudados possuem dados de multiplicidade disponíveis nas energias de 200 GeV ($Au-Au$ e $Cu-Cu$), 2.76 TeV ($Pb-Pb$), 5.02 TeV ($p-Pb$ e $Pb-Pb$) e 5.44 TeV ($Xe-Xe$).

Para se obterem as distribuições pp nas energias 200 GeV, 5.02 TeV e 5.44 TeV, as distribuições de 900 GeV (para se obter a de 200 GeV) e de 7 TeV (para as de 5.02 TeV e 5.44 TeV) tiveram seus valores no eixo x multiplicados por um fator de escala que correlaciona as multiplicidades médias em diferentes energias, procedimento esse descrito a seguir.

Inicialmente, dados de multiplicidade média em colisões pp (Figura 4.1) foram ajusta-

dos segundo a função

$$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle (\sqrt{s}) = \alpha \sqrt{s}^\beta. \quad (4.1)$$

O ajuste se baseia na aproximação $dN_{ch}/d\eta \propto s^\beta$ em rapidez em torno de zero. Nessa região de rapidez $dN_{ch}/d\eta$ se relaciona com a densidade energética média adquirida na interação entre prótons, e constitui uma referência para a comparação com colisões entre íons pesados [29].

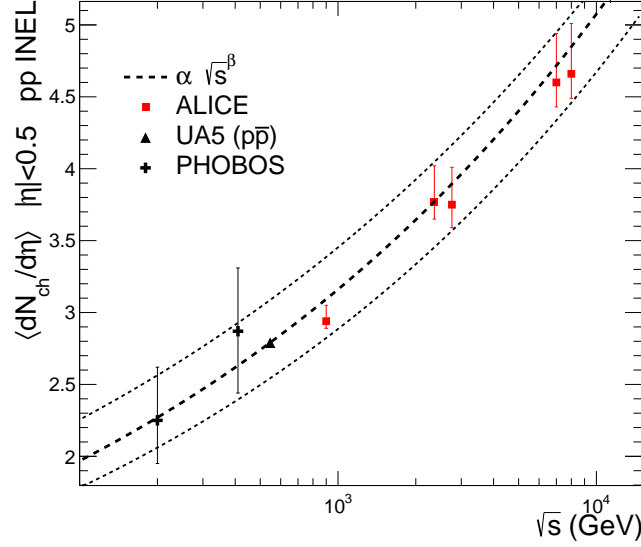


Figura 4.1: Multiplicidade média em colisões pp em função da energia, junto com o ajuste. Dados dos experimentos ALICE [30,31], UA5 [32] e PHOBOS [33]. Os erros dos pontos são sistemáticos, sendo os estatísticos desprezíveis. As linhas tracejadas em torno do ajuste foram obtidas ajustando-se os dados com seus erros sistemáticos adicionados a seus valores (curva de cima) e subtraídos (curva de baixo).

Tabela 4.1: Valores dos ajustes aos dados expostos na Figura 4.1.

	α	β
$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle (\sqrt{s})$	0.7633	0.2057
$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{up} (\sqrt{s})$	0.962	0.185
$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{down} (\sqrt{s})$	0.68	0.2093

A incerteza do ajuste linear é calculada a partir de dois ajustes limítrofes, também exibidos na Figura 4.1, executados deslocando-se os pontos pelas incertezas sistemáticas para valores superiores ou inferiores, um com os valores superiores dos erros ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{up}(\sqrt{s})$) e outro com os inferiores ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{down}(\sqrt{s})$). Os ajustes extras se viram necessários devido à incerteza sistemática alta em todas as faixas de energia.

A partir do ajuste encontrado, o fator de proporção k utilizado foi

$$k = \frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle (E_c)}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle (E_d)}, \quad (4.2)$$

onde E_c e E_d denotam, respectivamente, a Energia em que a distribuição é conhecida, e a Energia em que se deseja conhecer a distribuição. O erro δ_k no fator k foi obtido

calculando-se o valor máximo k_{up} e mínimo k_{down} que k poderia assumir, dentro das incertezas, e encontrando-se seu desvio máximo.

$$k_{up} = \frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{up}(E_c)}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{down}(E_d)} \quad (4.3)$$

$$k_{down} = \frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{down}(E_c)}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{up}(E_d)} \quad (4.4)$$

A obtenção das 3 distribuições pp seguiram o procedimento:

- A distribuição original é integrada, a partir do primeiro bin, em intervalos de largura k , calculado entre E_c e E_d ;
- O valor da integral para cada intervalo é associado a cada bin da nova distribuição (os bins tanto da original quanto da obtida possuem largura igual a 1);
- A nova distribuição é normalizada.

Os erros sistemáticos presentes nas distribuições possuem duas fontes distintas: os erros das distribuições originais e os erros nos fatores k . O erro final considerado numa distribuição pp ($\delta P(N_{ch})$) foi, portanto, composto dos desvios da distribuição original após o procedimento de interpolação descrito acima ($\delta P(N_{ch})_{dist}$) e do erro sistemático considerando-se o erro δ_k do fator k ($\delta P(N_{ch})_{sys}$):

$$\delta P(N_{ch}) = \sqrt{(\delta P(N_{ch})_{dist})^2 + (\delta P(N_{ch})_{sys})^2}. \quad (4.5)$$

Assim, na obtenção dos erros de cada distribuição, o procedimento foi:

- No cálculo de $\delta P(N_{ch})_{dist}$ – É obtida uma distribuição dos erros da distribuição de multiplicidade original;
- A distribuição dos erros da distribuição original é integrada, a partir do primeiro bin, em intervalos de largura k ;
- O valor da integral para cada intervalo é associado à incerteza de cada bin da nova distribuição (os bins tanto da original quanto da obtida possuem largura igual a 1);
- No cálculo de $\delta P(N_{ch})_{sys}$ – O procedimento descrito acima para a obtenção das distribuições é repetido com os fatores $k + \delta_k$ e $k - \delta_k$;
- $\delta P(N_{ch})_{sys}$ é finalmente calculado pela diferença entre a distribuição original e as assim obtidas, bin a bin.

Na Figura 4.2 estão graficadas as distribuições utilizadas nas energias descritas. Para verificar a validade do cálculo de $P(N_{ch})$ em diferentes energias multiplicando-se o eixo x por um fator de escala, é interessante utilizar uma energia de colisão para a qual há medidas experimentais e comparar o resultado do cálculo com o fator de escala com tais medidas. Na Figura 4.3 a distribuição original em 900 GeV é comparada com outra de 900 GeV obtida a partir de uma distribuição em 2.76 TeV. É possível notar que com o método empregado obtém-se uma distribuição condizente com a original (Figura 4.3).

Um ponto a ser notado é que os erros nas distribuições de multiplicidade são significativos em regiões de alto N_{ch} , o que significa que *somar* os erros aos valores obtém

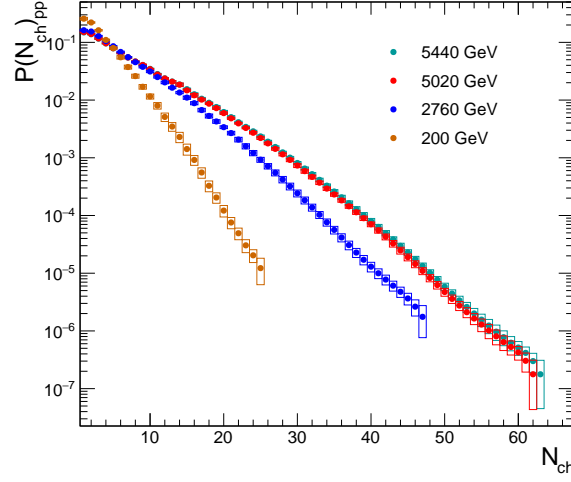


Figura 4.2: Distribuições $P(N_{ch})_{pp}$ nas quatro diferentes energias estudadas, sendo apenas a de 2.76 TeV de dados reais, e as demais obtidas pelo método descrito no texto. Os erros expostos são formados apenas por $\delta_{P(N_{ch})_{dist}}$. A distribuição de 2.76 TeV é a mesma da Figura 3.7.

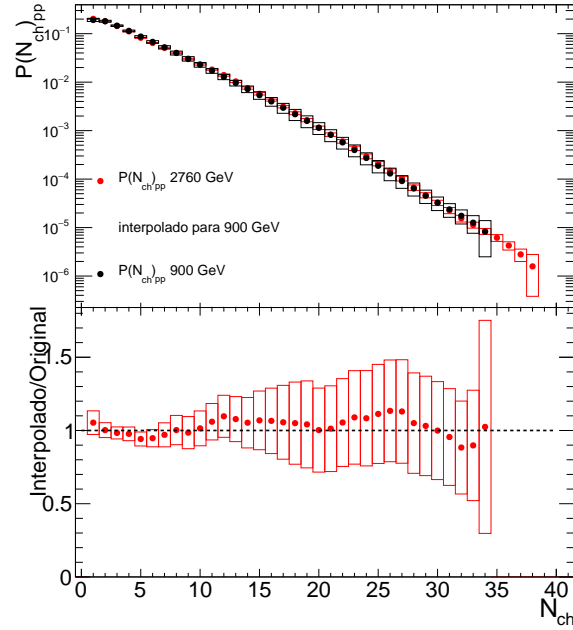


Figura 4.3: Comparação direta entre distribuições $P(N_{ch})_{pp}$ em 900 GeV, a original e a obtida a partir de 2.76 TeV. A partir da razão entre ambas é possível notar que o método de escala a partir do ajuste de multiplicidade média obtém relações coerentes entre distribuições de diferentes energias. As incertezas são compostas apenas por $\delta_{P(N_{ch})_{dist}}$.

uma distribuição que resultará em uma multiplicidade média *maior* nas simulações GlauberMC, pois assim a probabilidade de multiplicidades altas será aumentada em relação a multiplicidades baixas. Da mesma forma, *subtrair* os erros dos valores obtém uma distribuição que resultará em multiplicidade média *menor*.

4.2 Seção de Choque

Neste trabalho, os valores de σ_{NN}^{inel} utilizados foram obtidos a partir de ajustes matemáticos de dados reais de diversos experimentos (Figura 4.4).

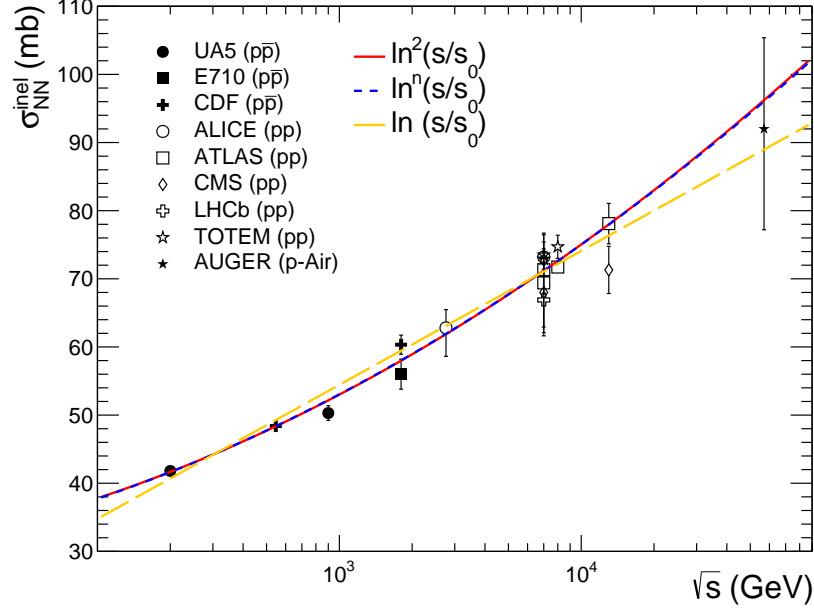


Figura 4.4: Seção de choque inelástica pp em função da energia no centro de momento \sqrt{s} . Dados experimentais de várias energias de colisores e raios cósmicos, de UA5 [34], E710 [35], CDF [36], ALICE [37], ATLAS [38–40], CMS [41,42], LHCb [43], TOTEM [44, 45] e AUGER [46]. Estão exibidos também ajustes em $\ln s$, $\ln^2 s$ e $\ln^n s$ aos dados.

A dependência entre seção de choque e energia foi ajustada pela parametrização

$$\sigma_{NN}^{inel}(s) = A + B \ln^n(s/s_0) \quad (4.6)$$

onde n está ou fixo em 1 ou 2, ou livre, e s_0 representa o fator de escala da energia. Um valor plausível de s_0 , em se tratando de dados de colisões pp , seria o quadrado da massa de dois prótons, $(2m_p)^2 \approx (2 \times 0.94 GeV)^2 = 3.52 GeV^2$. Foram tentados 3 ajustes aos dados, um para cada configuração de n , com s_0 livre, mas houve convergência apenas para $n = 2$. O valor obtido de $s_0 = 3.65 \pm 0.09$ corresponde dentro da incerteza ao esperado, e portanto foi utilizado como parâmetro fixo nos demais ajustes. Os valores de ajuste estão expostos na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Valores dos ajustes aos dados expostos na Figura 4.4.

Ajuste	A	B	n	χ^2/N_{dof}
$\ln s$	0.815 ± 1.318	4.269 ± 0.096	1 (fixo)	1.743
$\ln^2 s$	27.620 ± 0.739	0.161 ± 0.004	2 (fixo)	1.178
$\ln^n s$	27.262 ± 0.869	0.175 ± 0.022	1.973 ± 0.040	1.254

No ajuste com n livre, seu valor está dentro da incerteza concordante com $n = 2$, que representa uma saturação no limite de Froissart [47]. Como o ajuste com n fixo em 2

apresenta menores incertezas nos parâmetros e um menor χ^2/N_{dof} , esse foi utilizado na interpolação e obtenção dos valores de σ_{NN}^{inel} (Tabela 4.3).

Os erros nos valores de seção de choque foram obtidos considerando-se os erros dos parâmetros do ajuste. Diferente do ajuste de multiplicidade em colisões pp da seção anterior, aqui os erros sistemáticos dos pontos dominam apenas em altas energias, e assim não foram efetuados ajustes extras conforme a sistemática.

Tabela 4.3: Valores de σ_{NN}^{inel} obtidos a partir do ajuste com $n = 2$ para as energias estudadas nesse trabalho. As incertezas foram obtidas a partir das incertezas nos parâmetros do ajuste (Tabela 4.2).

Energia	σ_{NN}^{inel}
200 GeV	$41.66 \pm 1.06 mb$
2.76 TeV	$61.88 \pm 1.51 mb$
5.02 TeV	$67.73 \pm 1.64 mb$
5.44 TeV	$68.55 \pm 1.66 mb$

4.3 Número de Ancestrais N_{anc}

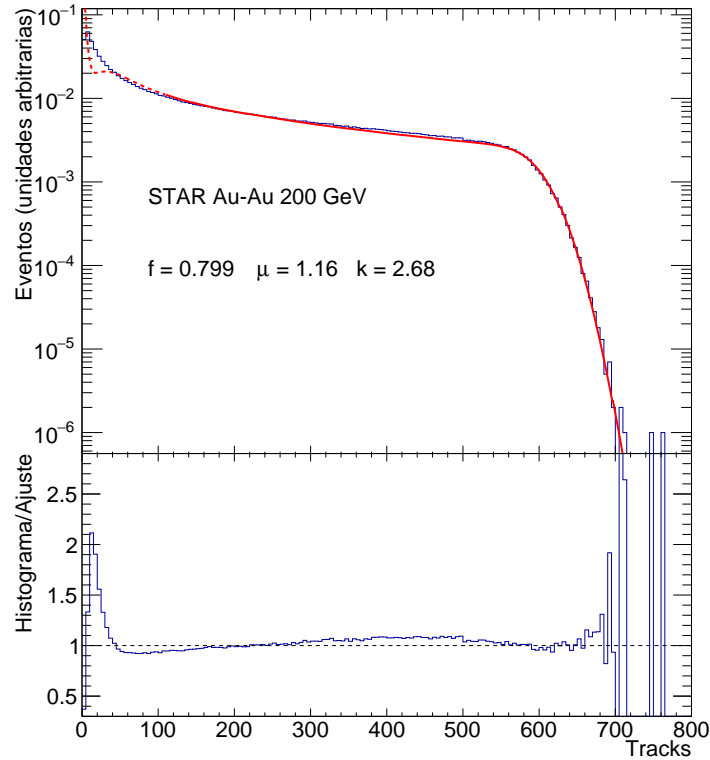


Figura 4.5: Ajuste na distribuição de multiplicidade de $Au-Au$ 200 GeV baseado no método empregado pelo ALICE. O ajuste foi realizado a partir de 100 Tracks, indicado pela parte sólida da linha vermelha. A parte tracejada representa o desenho da função obtida extrapolada para a área não utilizada no ajuste. Dados de [48].

Nos ajustes das distribuições de multiplicidade feitos nos resultados experimentais do ALICE, o valor obtido para a fração de N_{part} (f) no cálculo de N_{anc} para $Pb-Pb$ tanto em 2.76 TeV (Figura 3.6) quanto em 5.02 TeV [27, 49] foi de 0.801. Obter-se o mesmo valor nas duas energias, ambas em $Pb-Pb$, indica fortemente que f independe da energia. É necessário verificar se f depende do sistema. Nesse trabalho foram estudados os sistemas $Xe-Xe$ a 5.44 TeV, $Pb-Pb$ a 5.02 TeV e 2.76 TeV, $Au-Au$ a 200 GeV e $Cu-Cu$ a 200 GeV, dos quais apenas o $Au-Au$ possui distribuição de multiplicidade em domínio público. Portanto, a distribuição de multiplicidade $Au-Au$ em 200 GeV foi ajustada aos moldes do ajuste do ALICE, uma convolução entre uma NBD e a distribuição de ancestrais gerada via GlauberMC (Figura 4.5).

O valor obtido no ajuste para f é de 0.799 ± 0.093 , consistente com o valor do ALICE, considerando as incertezas. Assim, em todos os sistemas simulados, o valor considerado para f foi de 0.799.

4.4 Sistemática em Simulações GlauberMC

Uma vez com as distribuições pp , os valores de σ_{NN}^{inel} e os valores de f em mãos, é possível realizarem-se as simulações GlauberMC e obterem-se as distribuições de multiplicidade para os sistemas estudados.

Em cada sistema, de forma a considerarem-se os desvios sistemáticos, foram feitas 3 simulações GlauberMC distintas: uma primeira com distribuição pp e valor de seção de choque obtidos conforme descrito anteriormente, uma segunda com a aplicação do erro da distribuição pp e da seção de choque de forma a *elevantar* os resultados de multiplicidade, e uma terceira de forma a *reduzir* tais resultados. As diferentes configurações para 5.02 TeV encontram-se descritas na Tabela 4.4.

Tabela 4.4: Configurações de *inputs* para o sistema 5.02 TeV.

	σ	$P(N_{ch})_{pp}$
+ Multiplicidade	69.37mb	Distribuição + Erro
Padrão	67.73mb	Distribuição
- Multiplicidade	66.09mb	Distribuição - Erro

Assim, em cada sistema são obtidas 3 distribuições N_{ch} distintas, a partir das quais são obtidos os valores de N_{ch} por centralidade, como descrito na seção 3.3.2. O erro sistemático dos valores é portanto obtido pela diferença entre os valores calculados sem os desvios da distribuição de multiplicidade pp e da seção de choque, e os valores calculados considerando-os.

4.5 Resultados de multiplicidade

A partir da simulação GlauberMC, a distribuição de multiplicidade é o primeiro resultado obtido. Na Figura 4.6 é possível notar que a distribuição obtida equipara-se qualitativamente à distribuição real na Figura 3.6. Dos sistemas estudados, os valores de multiplicidade média em função da centralidade foram comparados aos valores experimentais já publicados, em $Pb-Pb$ a 2.76 TeV (Figura 4.7a), 5.02 TeV (Figura 4.7b), $Au-Au$ a 200

GeV (Figura 4.8a), $Cu-Cu$ a 200 GeV (Figura 4.8b), $p-Pb$ a 5.02 TeV (Figura 4.9a) e $Xe-Xe$ a 5.44 TeV (Figura 4.9b).

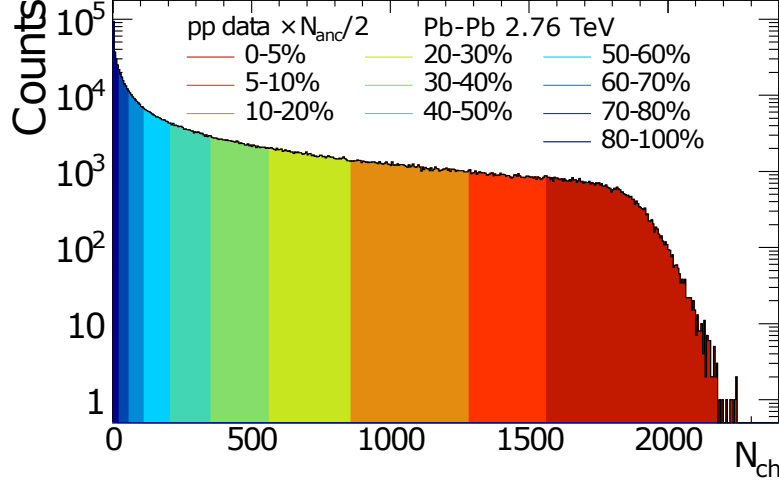


Figura 4.6: Distribuição de N_{ch} obtida com o modelo proposto, descrito no texto. São exibidos em diferentes cores os cortes de centralidade efetuados na obtenção dos resultados.

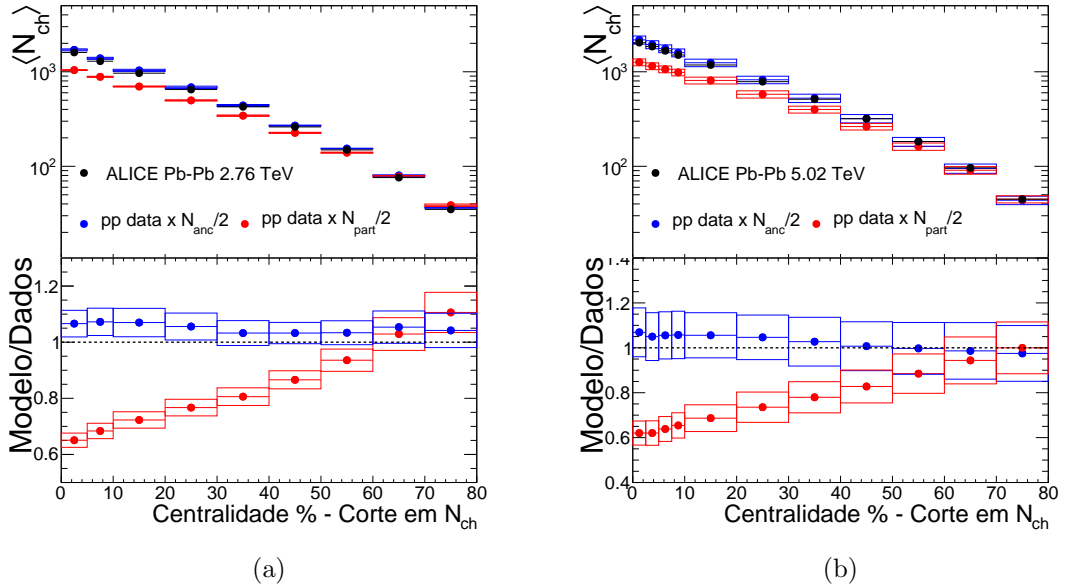


Figura 4.7: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $Pb-Pb$ 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Dados de [26] (a) e [27] (b). Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

De início, a centralidade foi calculada a partir da distribuição de N_{ch} (Figura 4.6). Os valores de centralidade definidos são os mesmos valores presentes nos valores de dados reais aos quais os resultados do modelo foram comparados.

Já a partir dos resultados com cortes em multiplicidade, é possível constatar que a hipótese de que cada par de participantes teria produzido uma quantidade fixa de

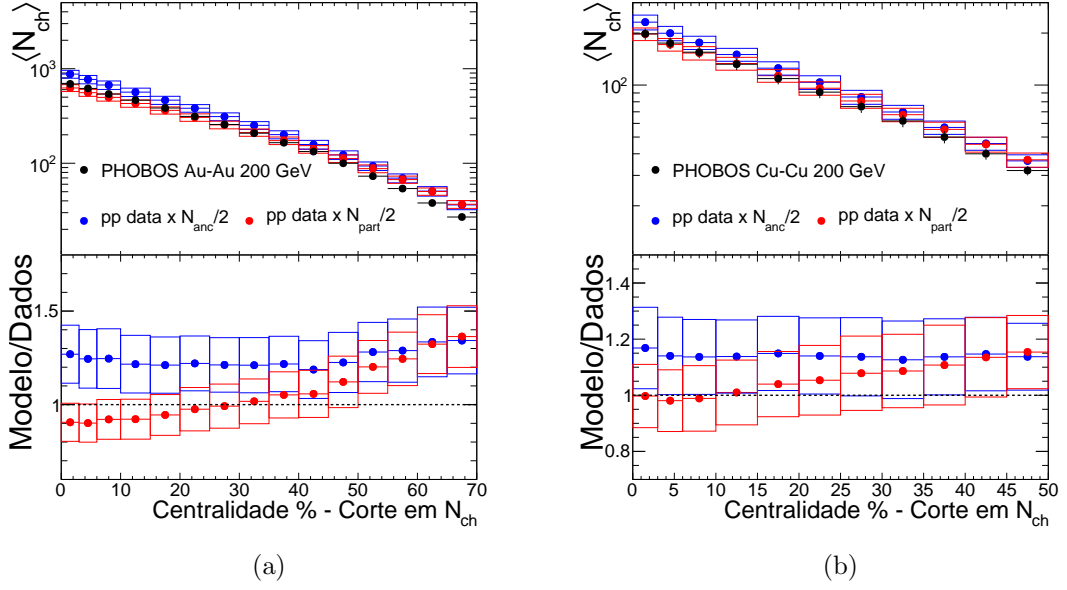


Figura 4.8: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $Au-Au$ 200 GeV (a) e $Cu-Cu$ 200 GeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Dados de [33]. Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

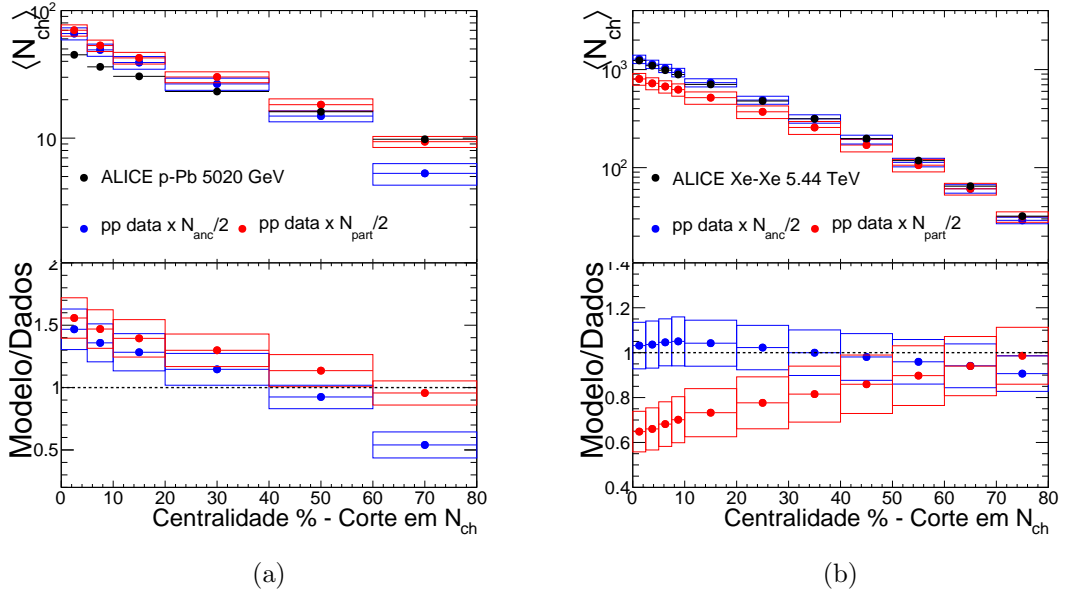


Figura 4.9: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $p-Pb$ 5.02 TeV comparado com resultados do modelo (a) e $Xe-Xe$ 5.44 TeV (b), para centralidade definida por cortes em N_{ch} . Dados de [50] (a) e [51] (b). Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

partículas carregadas é válida apenas em colisões ultra-periféricas. Não é suficiente sobrepor $N_{part}/2$ colisões pp para se chegar na multiplicidade final de colisões nucleares, em qualquer setor de centralidade. Dentro da argumentação prévia, a componente geométrica não dá conta sozinha, sendo necessário considerar-se a influência que a energia tem na

geometria de interação, inserida em N_{anc} devido à contribuição de N_{coll} .

Por sua vez, considerando-se que cada par de ancestrais teria produzido uma quantidade fixa de partículas carregadas, a descrição ficou mais consistente dentro das incertezas em colisões centrais. Nas periféricas, como visto na Figura 3.5, os valores de N_{part} e N_{coll} tendem a um mesmo valor, convergindo quanto mais periférica é a colisão, sendo assim o uso de qualquer distribuição praticamente indiferente. Em $Pb-Pb$, para ambas energias, e $Xe-Xe$, há concordância dentro de 10%. Já em $Au-Au$ e $Cu-Cu$, há dentro de 30% e 20%, respectivamente. Em todos os sistemas, mesmo no $Au-Au$, que apresentou estimativas mais discrepantes em relação aos dados, é possível notar que os valores da razão modelo/dados têm, dentro da incerteza, um valor praticamente constante.

Os resultados de $p-Pb$, por sua vez, não apresentam comportamento consistente com os dados reais. Uma explicação plausível está relacionada com a grandeza utilizada nos cortes de centralidade - como argumentado anteriormente, os cortes experimentais são feitos em N_{ch} , porém a definição geométrica de centralidade é baseada em b .

De forma a verificar até que ponto a grandeza utilizada no corte influencia a descrição dos sistemas, todos os resultados de multiplicidade a partir de N_{anc} foram obtidos, também, para cortes em b , e diretamente comparados com os resultados anteriores.

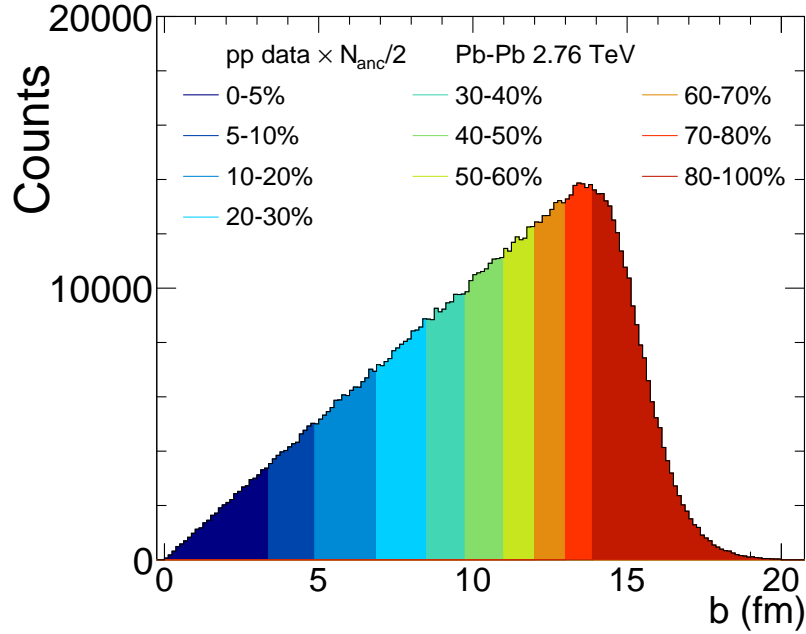


Figura 4.10: Distribuição de b obtida via GlauberMC. São exibidos em diferentes cores os cortes de centralidade efetuados na obtenção dos resultados, assim como na Figura 4.6.

Dentro da argumentação prévia acerca dos métodos distintos de obtenção da centralidade, é interessante notar que quase não há diferença nos resultados obtidos nos diferentes cortes, em todos os sistemas descritos pelo modelo, com exceção de $p-Pb$ (Figuras 4.11, 4.12 e 4.16).

De forma a comparar diretamente os diferentes cortes em centralidade, foram obtidas as razões entre multiplicidades obtidas de ambas as formas, expostas nas Figuras 4.14, 4.15, 4.16a e 4.16b). Como as razões dependem apenas do modelo, estão exibidos cortes de centralidade de 0% até 100%. No caso de $p-Pb$, o último corte inicia-se em 75%, pois o bin da distribuição N_{ch} correspondente às colisões mais periféricas ($N_{ch} = 1$) contém

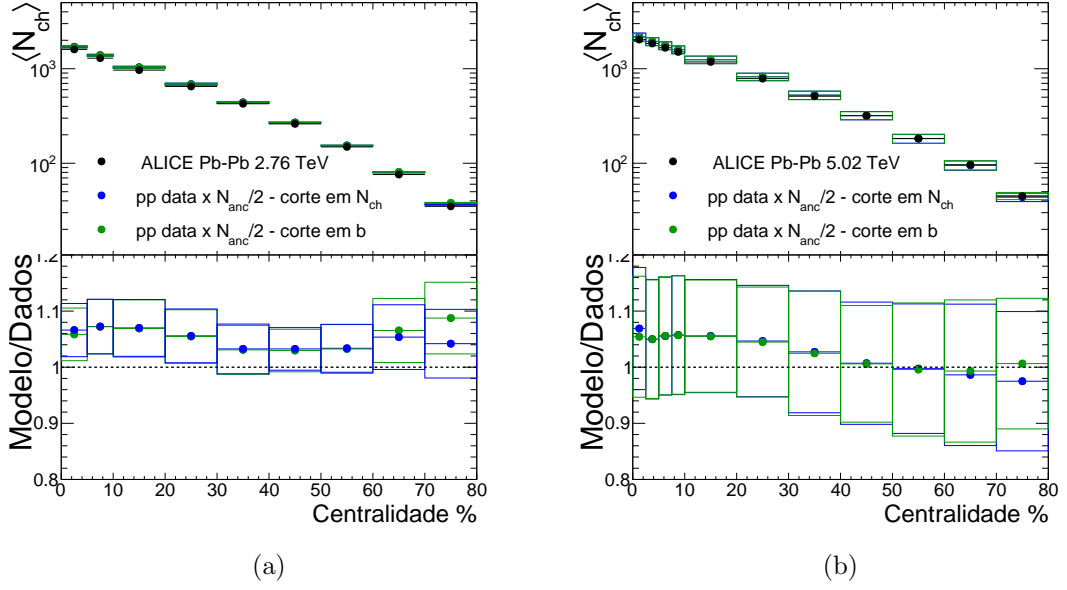


Figura 4.11: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $Pb-Pb$ 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em b . Dados de [26] (a) e [27] (b). Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

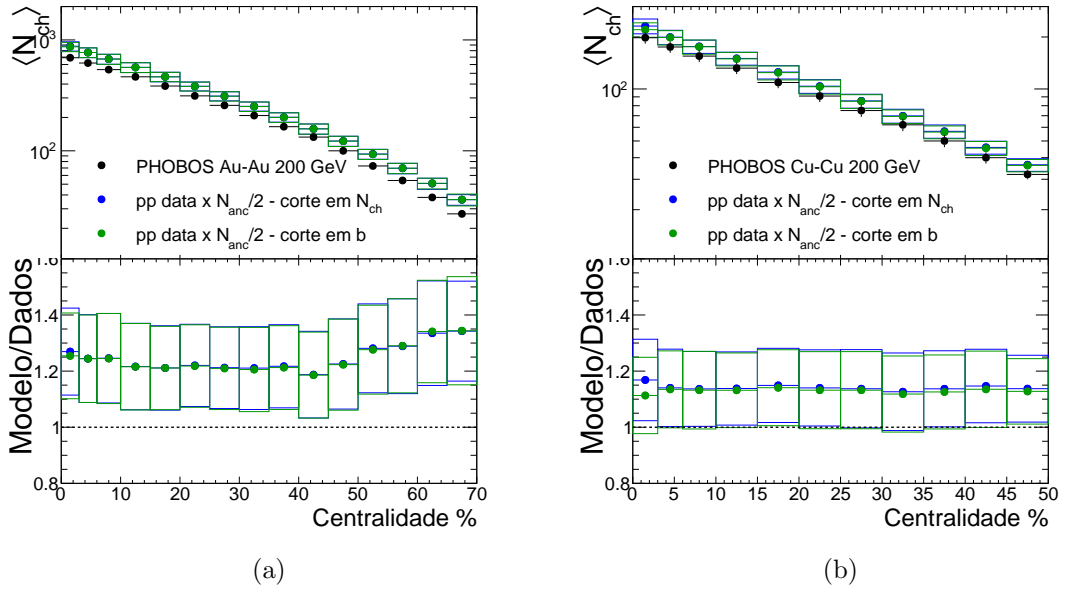


Figura 4.12: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $Au-Au$ 200 GeV (a) e $Cu-Cu$ 200 GeV (b) comparado com resultados do modelo, para centralidade definida por cortes em b . Dados de [33]. Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

mais do que 20% de toda a estatística da distribuição.

É possível verificar que a discrepância se limita a eventos extremamente centrais e periféricos (com exceção do sistema $p-Pb$), o que retoma a discussão da Figura 3.8, onde se percebe que a correlação entre b e N_{ch} é mais fraca nessas regiões. Já em $p-Pb$, percebe-se que há discrepância em qualquer valor de centralidade.

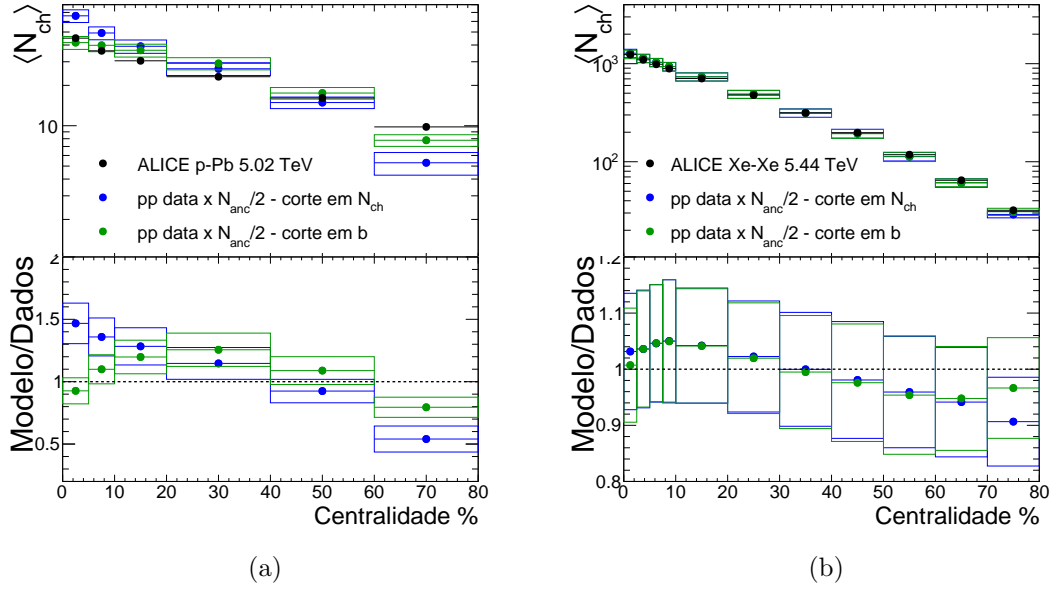


Figura 4.13: $\langle N_{ch} \rangle$ em função da centralidade em colisões $p\text{-Pb}$ 5.02 TeV comparado com resultados do modelo (a) e $Xe\text{-Xe}$ 5.44 TeV (b), para centralidade definida por cortes em b . Dados de [50] (a) e [51] (b). Os erros exibidos são sistemáticos, e os estatísticos são desprezíveis.

De fato, em sistemas intermediários $p\text{-Pb}$ a correlação entre N_{ch} e b é muito mais fraca. Na Figura 4.17 estão graficadas as distribuições de N_{ch} versus b para $Pb\text{-Pb}$ e $p\text{-Pb}$ a 5.02 TeV. As faixas vermelhas e verdes representam cortes de 40-50% em b e N_{ch} , respectivamente. Em $Pb\text{-Pb}$ ambas as faixas apresentam alta correlação, com uma interseção que contém a maior parte da estatística. Em $p\text{-Pb}$, apesar da interseção das faixas conter a distribuição perfil dos valores médios, é muito pequena e não inclui a flutuação enorme nos valores dos eixos. Tal efeito de flutuação nos intervalos utilizados na determinação dos percentis de centralidade não só produz uma inexatidão nos cortes, como também indica uma necessidade de estudarem-se tais sistemas intermediários com maior atenção, quando se trata de sua centralidade. Não se pode dizer, a priori, que exista uma correlação direta entre sua definição geométrica e experimental nesse sistema.

Na Figura 4.18 estão graficados os valores médios de b por centralidade definida com N_{ch} , nos setores de centralidade utilizados anteriormente. Apesar do valor médio ser crescente em ambos sistemas, os valores para colisões periféricas em $Pb\text{-Pb}$ e para todas as centralidades em $p\text{-Pb}$ se sobrepõem, dentro do desvio padrão das distribuições cortadas, representado na figura pelas barras de erro.

4.6 Aplicabilidade do modelo

A partir das comparações entre métodos de determinação de centralidade, questiona-se naturalmente qual o limite de aplicabilidade do modelo aqui proposto, e até que ponto é possível comparar diretamente as multiplicidades obtidas em setores geométricos de centralidade (a partir de b , possíveis apenas via simulação computacional) com as obtidas em setores experimentais de centralidade (a partir das distribuições ou experimentais ou simuladas de N_{ch}).

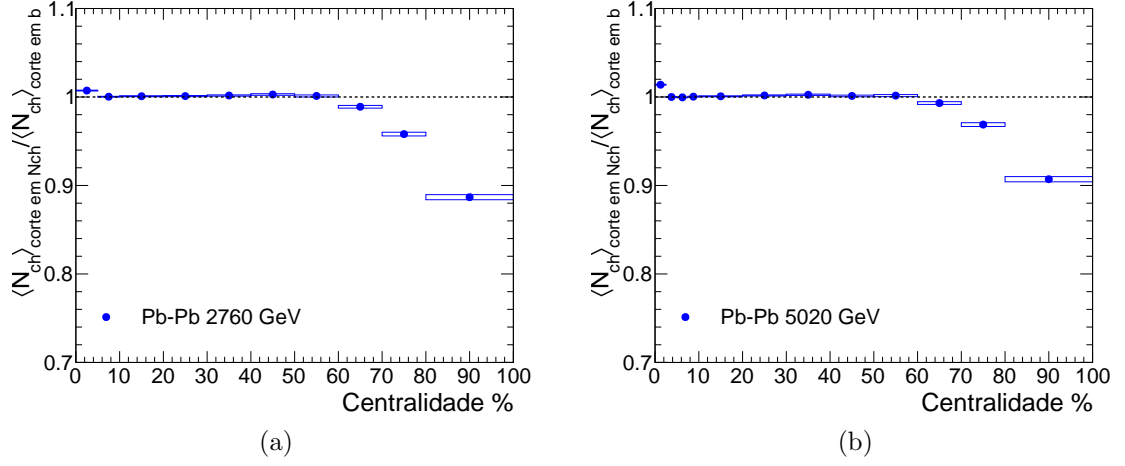


Figura 4.14: Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em $Pb-Pb$ a 2.76 TeV (a) e 5.02 TeV (b).

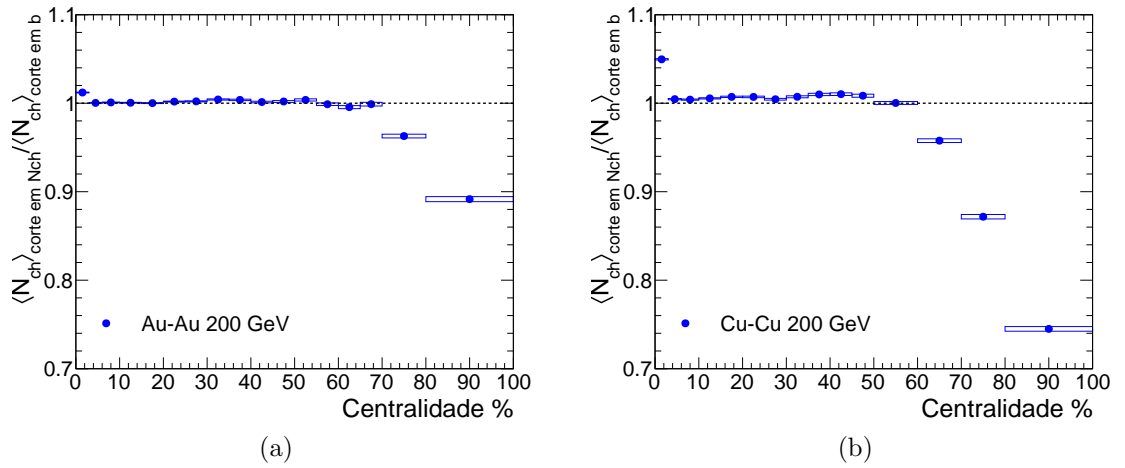


Figura 4.15: Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em $Au-Au$ a 200 GeV (a) e $Cu-Cu$ a 200 GeV (b).

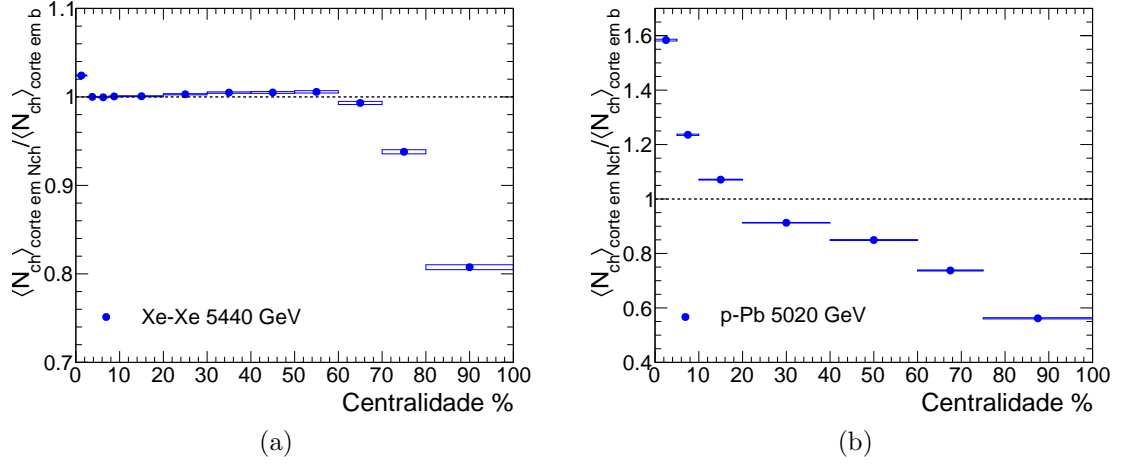


Figura 4.16: Razão entre valores de multiplicidade obtidos a partir do modelo para cortes em N_{ch} e b , em (a) $Xe-Xe$ a 5.44 TeV e (b) $p-Pb$ a 5.02 TeV. Diferente das razões anteriores, onde o desvio chega até 5% para mais e 30% para menos, em $p-Pb$ a escala do gráfico é mais ampla, exibindo a diferença entre os cortes que domina todas as centralidades, chegando a quase 60% para mais e passando de 40% para menos.

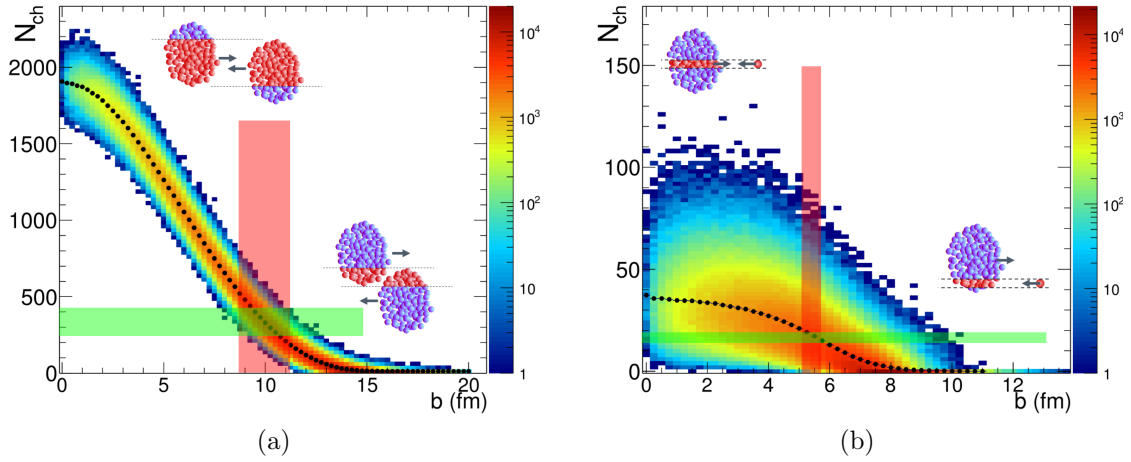


Figura 4.17: Distribuições de $N_{ch} \times b$ para simulações GlauberMC em 5.02 TeV para $Pb-Pb$ fazendo uso da distribuição $N_{anc}/2$ (a) e $p-Pb$ fazendo uso de $N_{part}/2$ (a). Em $Pb-Pb$ percebe-se uma correlação forte entre N_{ch} e b , o que não se pode dizer de $p-Pb$, onde a distribuição é muito mais larga, apontando fraca correlação. Nota-se que em $p-Pb$ a escolha N_{coll} ou N_{part} não apresenta diferença significativa, pois nesse sistema $N_{part} = N_{coll} + 1$. Aqui N_{part} foi escolhido para seguir a maneira que o ALICE determina a centralidade em $p-Pb$, como se pode verificar em [50].

De forma a descobrir se tanto a geometria quanto a energia do sistema estudado influenciam na determinação da centralidade, as razões graficadas nas Figuras 4.14a, 4.14b, 4.15a, 4.15b e 4.16b foram recalculadas para os sistemas $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV, e para $Pb-Pb$ nas energias de 5.02 TeV, 2.76 TeV, 900 GeV, 200 GeV e 62 GeV, valores comuns em experimentos realizados pelo

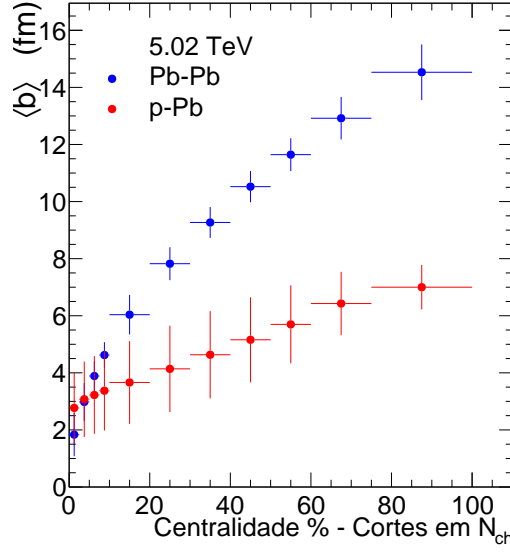


Figura 4.18: Valores de $\langle b \rangle$ em todos os setores de centralidade estudados, em $Pb-Pb$ (a) e $p-Pb$ (a), ambos a 5.02 TeV. As barras de erro representam o desvio padrão da distribuição de b após aplicarem-se os cortes de centralidade definida com N_{ch} . Percebe-se que na região periférica, apesar do valor médio de b ser ainda crescente, as incertezas se tornam significativas, principalmente em $p-Pb$, onde são significativamente maiores que a diferença entre pontos consecutivos.

ALICE. Além de $Pb-Pb$, $Xe-Xe$ e $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$ foram adicionados por se tratar de um sistema consideravelmente menor, formando-se assim um conjunto com números de núcleons variados (Pb com 208, Xe com 129, Cu com 63, Ca com 40 e O com 16). Au não foi incluído nessa análise, por apresentar um tamanho muito próximo ao do Pb (197 núcleons).

Nos 5 sistemas graficados na Figura 4.19, os valores de multiplicidade são concordantes dentro de 5% em um grande intervalo de centralidades, indo desde 8% até 60%. Nos sistemas maiores, $Pb-Pb$ e $Xe-Xe$, mesmo nos eventos mais centrais, a diferença não passa de 5%, o que é esperado, visto que sistemas maiores apresentam menor variabilidade estatística. Em 0-2%, 0-4% e em 0-6%, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$ respectivamente apresentam discrepância maior que 5%, mas ainda sim pequena. A partir de 60% para $O-O$, 68% para $Ca-Ca$ e $Cu-Cu$, 72% para $Xe-Xe$ e 76% para $Pb-Pb$, a diferença nos valores de N_{ch} se tornam maiores que 5% crescendo rapidamente, indicando que em colisões periféricas não há mais aplicabilidade satisfatória do modelo, uma vez que a correlação entre a variável experimental N_{ch} aqui simulada e a geométrica b se torna cada vez mais fraca. Apesar disso, a partir de 60% é possível notar uma hierarquia nos diferentes sistemas, sendo os maiores aqueles em que as definições de centralidade se aplicam em intervalos de confiabilidade maiores.

O modelo apresenta então diferentes intervalos de confiabilidade em diferentes sistemas. Quanto à energia, porém, não há aparentemente diferença significativa, o que se pode verificar na Figura 4.20. As razões apresentam valores próximos e não é clara nenhuma hierarquia entre as diferentes energias utilizadas.

Nesse tipo de análise, é importante lembrar que a obtenção de N_{ch} ocorre em duas etapas, e que ambas introduzem vieses diferentes nas seleções de dados. A primeira etapa

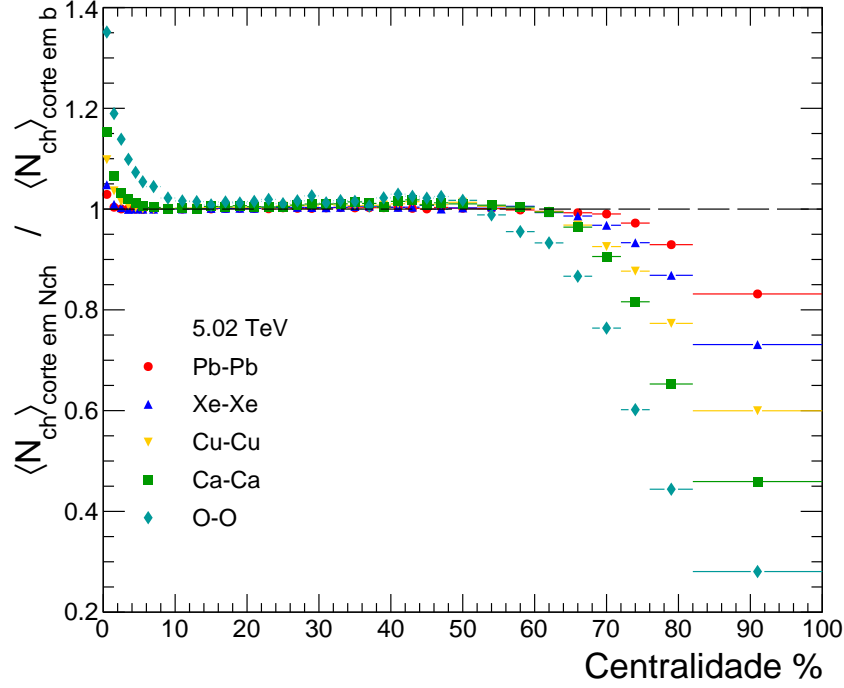


Figura 4.19: Razão entre a multiplicidade obtida por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.

envolve obter N_{anc} via GlauberMC, e a segunda convoluir os resultados com dados de multiplicidade pp . Assim, foram obtidas razões de valores de $\langle N_{anc} \rangle$ calculados com as diferentes definições de centralidade, de forma a verificar a influência das flutuações do GlauberMC nos cortes (Figura 4.21), e razões de valores de $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{anc} \rangle$, de forma a verificar a influência das flutuações oriundas das distribuições de multiplicidade pp (Figura 4.22).

Na Figura 4.21 é possível observar que em colisões centrais o número de ancestrais é menor em cortes de multiplicidade, chegando a -7% em $O-O$. De fato, o corte em b maximiza o valor de N_{anc} , por se tratar de uma grandeza geométrica. Mas tal queda indica também que existe uma influência significativa da flutuação da multiplicidade pp utilizada, visto que os eventos com maior N_{ch} não necessariamente apresentam um maior N_{anc} . Em colisões mais periféricas, novamente se percebe a influência da geometria, com cortes em b minimizando o valor de N_{anc} , e a razão apresentando uma elevação de pouco mais que 22% em $O-O$. Como visto anteriormente, quanto maior o sistema, menores são as flutuações.

Na Figura 4.22 verifica-se como a flutuação na distribuição de multiplicidade pp tem influência na obtenção de N_{ch} . Em eventos centrais, a multiplicidade média por ancestral é pouco mais que 40% maior em $O-O$ definida por cortes em N_{ch} , indicando que eventos simulados de maior multiplicidade são aqueles com valores de multiplicidade pp maiores. Nas periféricas, a mesma lógica, com multiplicidades menores. Os valores de razão indicam uma queda de quase 80%. Combinando-se os desvios percentuais das duas etapas, obtém-se os desvios da Figura 4.19.

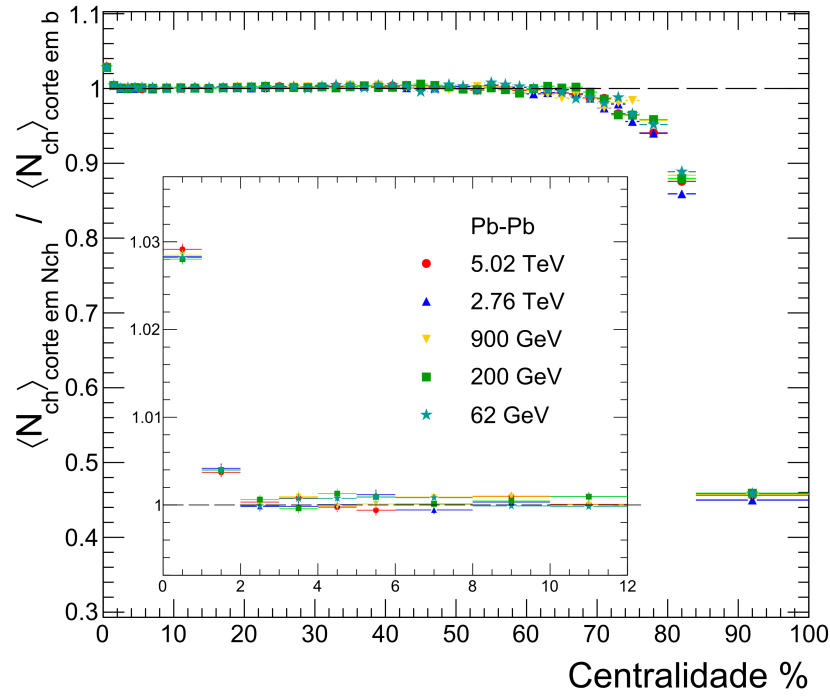


Figura 4.20: Razão entre a multiplicidade obtida por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$ em 5.02 TeV, 2.76 TeV, 900 GeV, 200 GeV e 62 GeV.

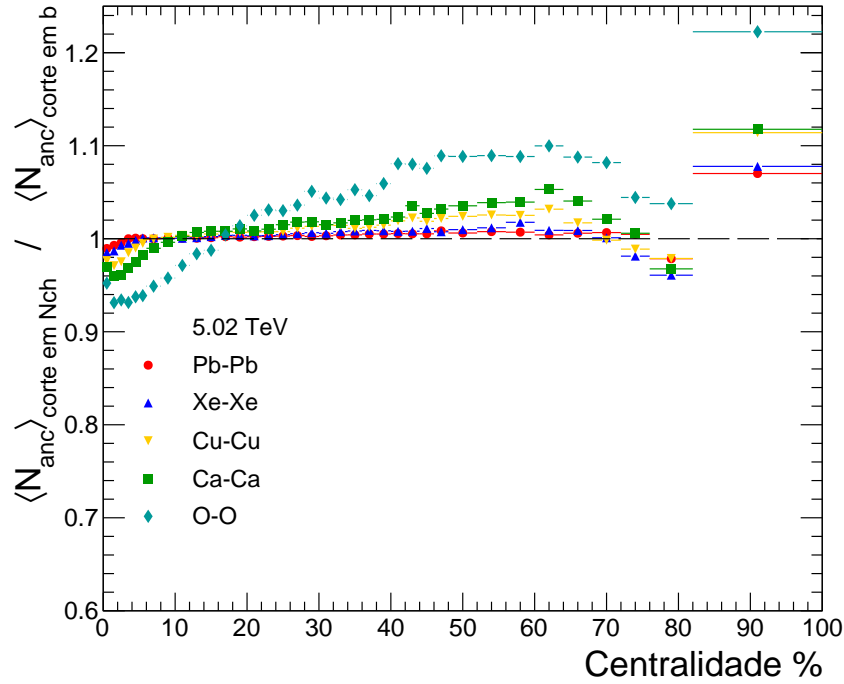


Figura 4.21: Razão entre $\langle N_{anc} \rangle$ obtido por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.

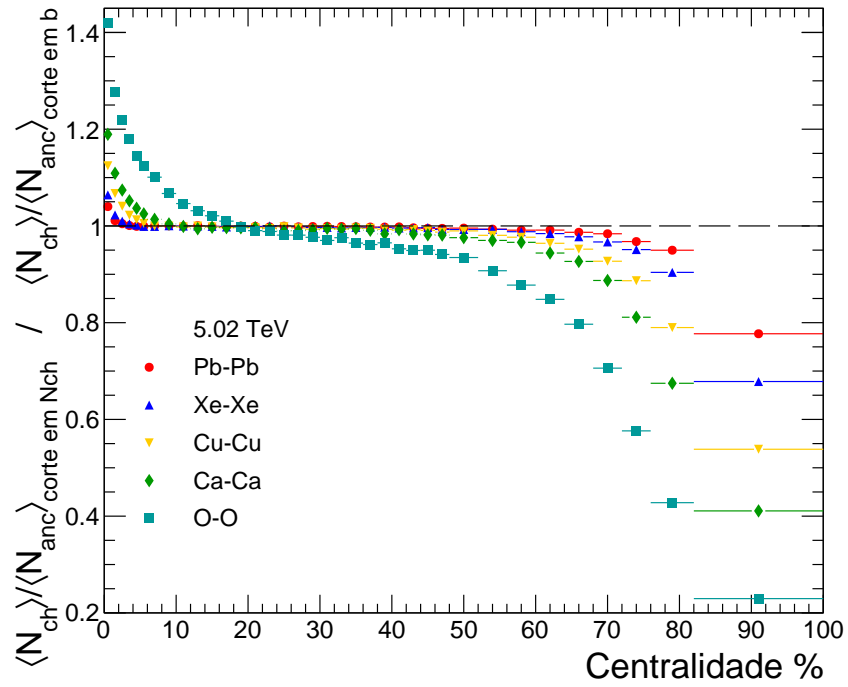


Figura 4.22: Razão entre $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{anc} \rangle$ obtido por cortes em centralidade determinada por N_{ch} e determinada por b para $Pb-Pb$, $Xe-Xe$, $Cu-Cu$, $Ca-Ca$ e $O-O$, todos a 5.02 TeV.

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas

Uma colisão entre íons pesados pode ser simulada diretamente pela abordagem computacional GlauberMC baseada nos Modelos de Glauber. Agregando resultados de multiplicidade de produção de partículas em colisões pp aos resultados das simulações, foi possível descrever uma colisão como uma superposição de interações pp independentes com valores de multiplicidades obtidos concordantes com dados experimentais. O modelo proposto apresenta a vantagem de conter não só grandezas geométricas simuladas, como o parâmetro de impacto, mas também uma grandeza experimental estimada, a multiplicidade de partículas produzidas na colisão, permitindo discutir e comparar a definição geométrica da centralidade com sua determinação experimental, e analisar a aplicabilidade do modelo e das diferentes abordagens de obtenção da centralidade.

A partir dos resultados, pode ser afirmado que sistemas complexos possam ser vistos como uma superposição de pp , mas não de forma trivial – considerar cada par de núcleons participantes como um evento pp descreve bem os sistemas, mas não é suficiente para chegar-se numa boa descrição da multiplicidade em qualquer centralidade, pois colisões centrais produzem mais partículas do que o previsto com essa abordagem. Porém, fazendo uso do número de ancestrais, e considerando-se cada par de ancestrais como um par pp , é possível encontrar uma previsão satisfatória da multiplicidade de partículas carregadas, indicando que o número de colisões binárias entre núcleons deve ser levado em conta.

Considerar pares de participantes como colisões pp não ser suficiente está provavelmente associado com o aumento da densidade energética do sistema durante a colisão. Usar apenas a geometria da formação do núcleo não a leva em conta. Mesmo sendo um modelo simples, deve conter em si alguma informação ou propriedade que se correlacione com as etapas de uma colisão real. Como visto na Figura 2.1, há uma etapa onde se espera uma densidade energética alta, associada à formação do QGP, o que é levado em consideração de forma efetiva no modelo proposto pela contribuição do número de colisões binárias na obtenção do número de ancestrais.

Comparando os sistemas de forma sistemática, nas Figuras 5.2 e 5.1 estão representados os valores estimados de $\langle N_{ch} \rangle$ divididos por $\langle N_{part} \rangle$ em cada setor de centralidade, definida em cortes de b e N_{ch} . Todas as distribuições foram multiplicadas por fatores de escala para 5.02 TeV. Cada fator foi obtido pela razão entre multiplicidades de colisões pp na energia original da distribuição e em 5.02 TeV, conforme ajuste da Figura 4.1. Nessa figura foram introduzidos também resultados dos sistemas $Ca-Ca$ e $O-O$, por efeito de comparação.

Como não foram encontrados dados de multiplicidade pp para todas as energias es-

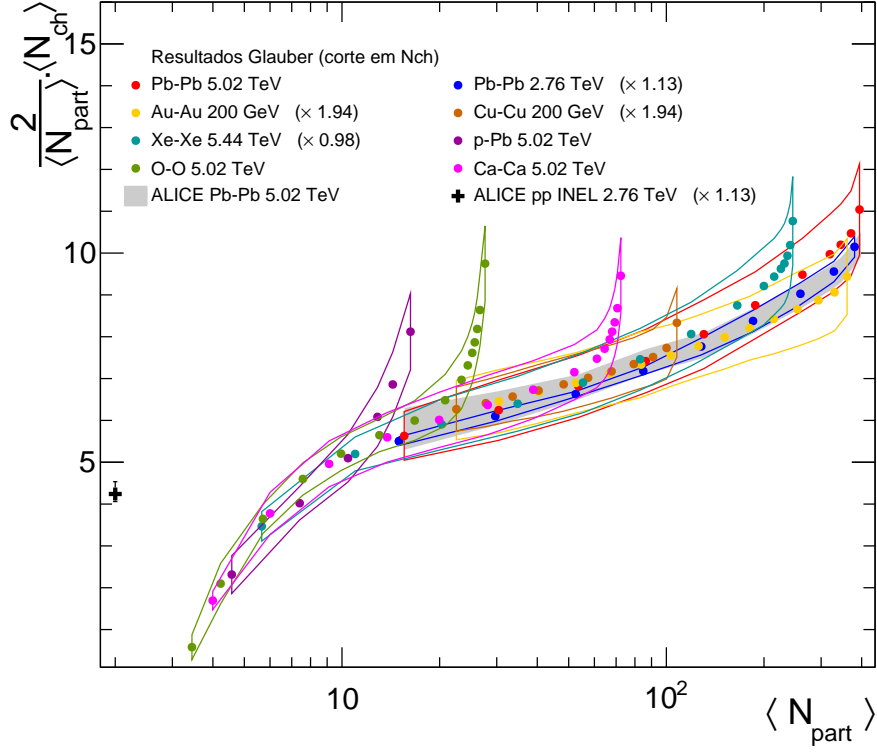


Figura 5.1: Estimativas obtidas pelo modelo proposto de $2 \langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ para diferentes sistemas, com centralidade definida por cortes em b . Está presente também o valor correspondente para colisão inelástica pp em 5.02 TeV, por efeito comparativo.

tudadas, as incertezas sistemáticas dos sistemas de energias diferentes de 2.76 TeV são maiores, visto a propagação dos erros nas interpolações das distribuições. Porém, os sistemas como um todo formam um conjunto contínuo, indicando que deve existir um comportamento intrínseco comum que descreve e correlaciona as colisões em sistemas de diferentes complexidades, como $Pb-Pb$ e pp , e suas propriedades geométricas e dinâmicas.

Nas Figuras 5.2 e 5.1 nota-se também uma certa hierarquia nas distribuições conforme as diferentes energias, apesar dos fatores utilizados, em colisões centrais. Tal efeito é provavelmente causado pelos valores de seção de choque utilizados, obtidos via ajuste linear de dados. Apesar disso, dentro das incertezas os sistemas estão correlacionados com os dados reais.

Mais uma vez é possível notar os efeitos de flutuação, de acordo com a escolha do método de determinação de centralidade, aqui mais evidentes por influenciar também os valores médios de N_{part} . Os valores de maior multiplicidade têm um acréscimo considerável em cortes em N_{ch} , quando comparados com os valores em cortes em b , em todos os sistemas.

De fato, a questão da determinação da centralidade e da aplicabilidade não só do modelo aqui proposto para obtenção da multiplicidade mas também da versão original do GlauberMC vai além do que se propõe esse trabalho. Em experimentos de colisão de altas energias, comumente os resultados são comparados com simulações computacionais como as do GlauberMC, e a centralidade é definida a partir da variável experimental N_{ch} e interpretada como se possuísse correlação inequívoca com sua definição em b . Fica claro a

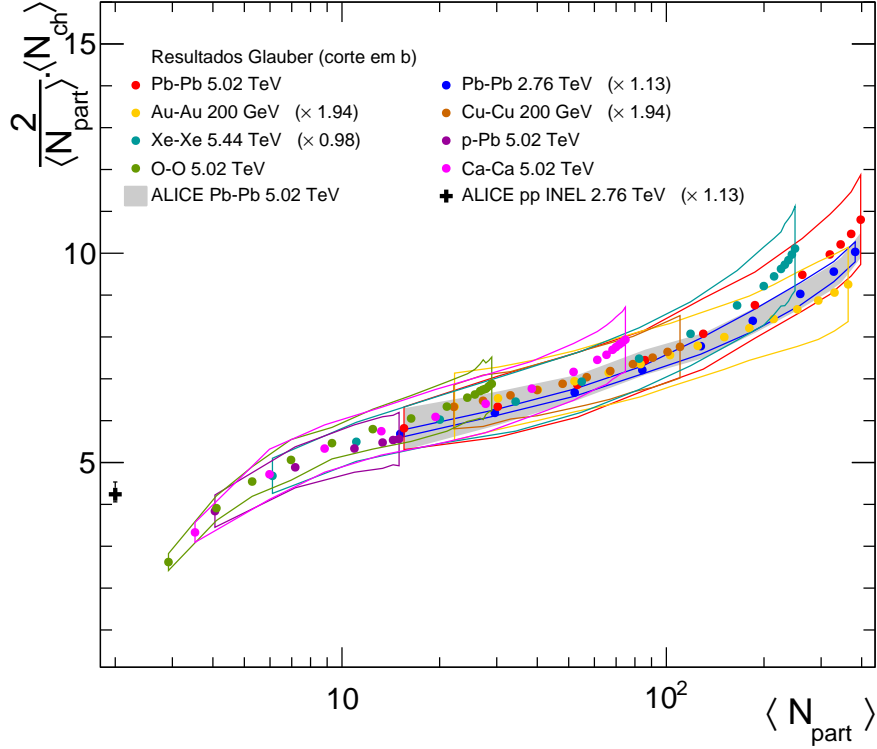


Figura 5.2: Estimativas obtidas pelo modelo proposto de $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ para diferentes sistemas, com centralidade definida por cortes em b . Está presente também o valor correspondente para pp , por efeito comparativo.

partir do que foi discutido na seção anterior que tal interpretação pode levar à conclusões equivocadas quanto aos cortes utilizados na descrição e obtenção das demais grandezas mensuradas. É necessário que essa questão seja estudada em maior profundidade, e os intervalos de aplicabilidade de uma comparação entre eventos reais medidos e eventos simulados sejam bem definidos.

Tal discussão pode auxiliar a interpretação dos resultados de multiplicidade em $Xe-Xe$ recentes, mostrados na Figura 5.3. É possível notar uma subida considerável nos dados de Xe em colisões centrais, em relação à $Pb-Pb$, chegando a cerca de 17%. Nos dados dessa figura, a centralidade foi determinada usando-se a distribuição de multiplicidade. Nos resultados da Figura 5.1, $Xe-Xe$ apresenta um acréscimo de até 19.4% em relação a dados reais de $Pb-Pb$. Na Figura 5.2, por sua vez, o acréscimo chega a 11%, indicando que a discrepância nos resultados experimentais pode ser explicada até certo ponto pela determinação experimental da centralidade, que não apresenta correlação forte com sua definição nessa faixa de centralidade. É possível notar que o efeito se torna cada vez maior em sistemas menores, como já foi argumentado em resultados anteriores.

Quanto aos valores e distribuições de multiplicidade obtidos, ainda que partindo de pressupostos simples, o modelo consegue comparar diretamente sistemas de diferentes tamanhos e energias, conectando assim colisões das mais complexas com a mais básica, pp .

Uma melhoria possível a se considerar é o estudo mais aprofundado do modelo de ancestrais. Por ser um modelo efetivo, não traz consigo uma interpretação física da

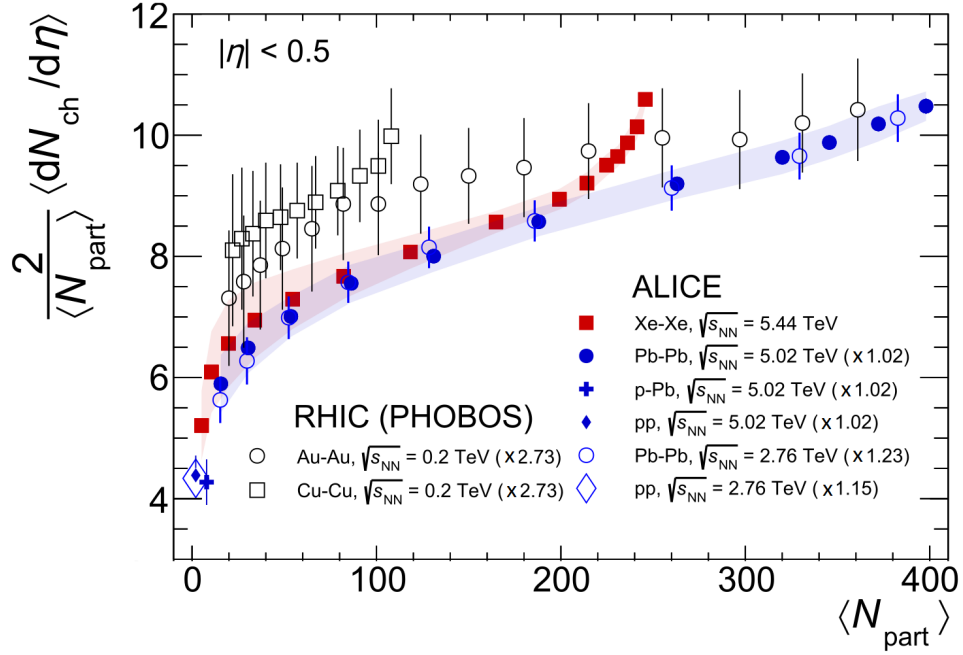


Figura 5.3: Valores de $2 \langle N_{ch} \rangle / \langle N_{part} \rangle$ de diversos sistemas, com destaque aos dados recentes de Xe-Xe. Imagem de [51].

combinação linear que define. Explorá-lo em maior profundidade envolve entender qual a influência do fator f na descrição de uma colisão, e do que depende seu valor.

Ainda no modelo de ancestrais, um estudo mais detalhado deve envolver também diferentes normalizações para a combinação linear $N_{anc} = fN_{part} + (1 - f)N_{coll}$. Da forma que está definida, como é utilizada em análises de colisões entre íons pesados, não se aplica diretamente a um sistema pp . Num sistema grande, os valores extremos de N_{anc} recuperam N_{part} para $f = 1$ e N_{coll} para $f = 0$. Porém, se a intenção é associar N_{anc} com número de núcleons que dão origem a novas partículas, em sua combinação linear N_{coll} deveria possuir um fator 2 extra. Como dito anteriormente, N_{anc} ainda carece de interpretação associada à descrição física do sistema, e nesse contexto N_{part} e N_{coll} atingem valores altos e não possuem correlação inequívoca, mas em pp esse problema da normalização fica mais claro: os valores extremos de N_{anc} recuperam $2 (N_{part})$ para $f = 1$ e $1 (N_{coll})$ para $f = 0$, num sistema em que a priori N_{anc} deveria ser constante. Portanto, estudos mais aprofundados do modelo de ancestrais, incluindo comparação com outros modelos efetivos, seriam uma extensão possível deste trabalho.

Uma outra perspectiva interessante para trabalhos futuros é aprofundar o estudo da determinação da centralidade também em sistemas intermediários, como p -Pb ou d -Au. Como discutido anteriormente, são sistemas em que não há aparente intervalo de centralidade em que haja correlação direta entre suas definições experimental e geométrica, como ocorre em sistemas maiores. Sendo sistemas que conectam colisões pp com colisões entre íons pesados, são de grande relevância na verificação de um modelo que propõe colocar todos os sistemas de colisão em um único escopo comparativo, porém enquanto não houver uma correlação forte entre as definições experimental e geométrica da centralidade, mais estudos serão necessários para uma conclusão acerca da influência das condições iniciais nesses sistemas.

Referências Bibliográficas

- [1] David Dobrigkeit Chinellato. *Estudo de Estranheza em Colisões próton-próton no LHC*. PhD thesis, Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, Campinas, SP, 2012.
- [2] Leonard S. Kisslinger and Debasish Das. Review of QCD, Quark-Gluon Plasma, Heavy Quark Hybrids, and Heavy Quark State production in p-p and A-A collisions. *Int. J. Mod. Phys. A*, 31(07):1630010, March 2016.
- [3] Giorgio Torrieri. Phenomenology of Strangeness enhancement in heavy ion collisions. *J. Phys. G*, 36(6):064007, June 2009.
- [4] Johann Rafelski and Jean Letessier. Strangeness enhancement at LHC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(4):044042, March 2008.
- [5] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical Review D*, 27(1):140–151, January 1983.
- [6] Kari J. Eskola, Hannu Paukkunen and Carlos A. Salgado. A perturbative QCD study of dijets in p+Pb collisions at the LHC. *JHEP*, 1310(213), 2013.
- [7] R. Oerter. *The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics*. Plume; Reprint Edition, 2006.
- [8] B. Pontecorvo. Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation. *Sov. Phys. JETP*, 26:984–988, 1968.
- [9] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Phys.Lett. B*, 716:1–29, 2012.
- [10] Christian Weinheimer and Kai Zuber. Neutrino masses. *Annalen der Physik*, 525:565–575, 2013.
- [11] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [12] STAR Collaboration: J. Adams et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl. Phys. A*, 757:102–183, 2005.
- [13] R. B. Jacobsen, C. A. Z. Vasconcellos, B. E. J. Bodmann and F. Fernández. Quark-Gluon Plasma in Neutron Stars. In *3rd International Workshop on Astronomy and Relativistic Astrophysics (IWARA 2007)*, Astronomy and Relativistic Astrophysics, João Pessoa, Paraíba, Brasil, October 03-06 2007.

- [14] Viktor F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. Z.*, 13:1084–1091, 1912.
- [15] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn and the Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory.
- [16] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 105:1413, February 1957.
- [17] A K Chaudhuri. *A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions*. 2053-2563. IOP Publishing, 2014.
- [18] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 105:252302, December 2010.
- [19] R. J. Glauber. Lectures on Theoretical Physics. In W. E. Brittin and L. C. Dunham, editor, *Interscience, Vol. 1*, page 315, New York, 1959.
- [20] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders and Peter Steinberg. Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:205–243, 2007.
- [21] Constantin Loizides and PHOBOS collaboration. Elliptic flow, eccentricity and eccentricity fluctuations. *Braz. J. Phys.*, 37:770–772, 2007.
- [22] Raimond Snellings. Elliptic flow: A brief review. *New J. Phys.*, 13:055008, 2011.
- [23] Ante Bilandzic, Naomi van der Kolk, Jean-Yves Ollitrault and Raimond Snellings. Event-plane flow analysis without non-flow effects. *Phys. Rev. C*, 83:014909, 2011.
- [24] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 58:1671–1678, 1998.
- [25] ALICE Collaboration. Centrality determination of Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ with ALICE. *Phys. Rev. C*, 88:044909, 2013.
- [26] ALICE Collaboration. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 106:032301, 2011.
- [27] ALICE Collaboration. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 116:222302, 2016.
- [28] Jan Fiete Grosse-Oetringhaus and Klaus Reygers. Charged-particle multiplicity in proton-proton collisions. *J. Phys. G*, 37:083001, 2010.
- [29] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicities in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9 \text{ to } 8 \text{ TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 77:33, 2017.
- [30] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9 \text{ and } 2.36 \text{ TeV}$ with ALICE at LHC. *Eur. Phys. J. C*, 68:89–108, 2010.

- [31] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicities in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ to 8 TeV . *Eur. Phys. J. C*, 77:33, 2017.
- [32] UA5 Collaboration. UA5: A general study of proton-antiproton physics at $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$. *Phys. Rep.*, 154(5-6):247–383, 1987.
- [33] B. Alver et al. Charged-particle multiplicity and pseudorapidity distributions measured with the PHOBOS detector in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rev. C*, 83:024913, 2011.
- [34] UA5 Collaboration, G. J. Alner et al. Antiproton-proton cross sections at 200 and 900 GeV c.m. energy. *Z. Phys. C*, 32(2):153–161, 1986.
- [35] E710 Collaboration, N. A. Amos et al. A luminosity independent measurement of the $\bar{p}p$ total cross section at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. *Phys. Lett. B*, 243:158–164, 1990.
- [36] CDF Collaboration, F. Abe et al. Measurement of the $\bar{p}p$ total cross-section at $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ and 1800 GeV . *Phys. Rev. D*, 50:5550–5561, 1994.
- [37] ALICE Collaboration, B. Abelev et al. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE. *Eur. Phys. J. C*, 73(6):2456, 2013.
- [38] ATLAS Collaboration, G. Aad et al. Measurement of the inelastic proton-proton cross section at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector. *Nature Commun.*, 2:463, 2011.
- [39] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al. Measurement of the total cross section from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 761:158–178, 2016.
- [40] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al. Measurement of the inelastic proton-proton cross section at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 117:182002, 2016.
- [41] CMS Collaboration, H. Van Haevermaet. Measurement of the inelastic proton-proton cross section at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. In *24th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2016): Hamburg, Germany*.
- [42] TOTEM Collaboration, G. Antchev et al. First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Europhys. Lett.*, 96:21002, 2011.
- [43] LHCb Collaboration, R. Aaij et al. Measurement of the inelastic pp cross-section at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *JHEP*, 02:129, 2015.
- [44] TOTEM Collaboration, G. Antchev et al. Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Europhys. Lett.*, 101:21004, 2013.
- [45] TOTEM Collaboration, G. Antchev et al. Luminosity-independent measurement of the proton-proton total cross section at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 111(1):012001, 2013.

- [46] Pierre Auger Collaboration, P. Abreu et al. Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57 \text{ TeV}$ with the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 109:062002, 2012.
- [47] M. Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, 123:1053–1057, 1961.
- [48] STAR Collaboration: B. I. Abelev et al. Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR. *Phys. Rev. C*, 79:034909, 2009.
- [49] ALICE Collaboration. Technical report no. alice-public-2015-008. 2015.
- [50] ALICE Collaboration. Centrality dependence of particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. C*, 91:064905, 2015.
- [51] ALICE Collaboration. Centrality and pseudorapidity dependence of the charged-particle multiplicity density in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44 \text{ TeV}$. *arXiv:1805.04432v1*.